

Numerische und experimentelle Untersuchung des Betriebsverhaltens eines Abgasturboladerverdichters im Niederdruckabgasrückfuhrbetrieb

Vom Fachbereich Maschinenbau
an der Technischen Universität Darmstadt
zur
Erlangung des Grades eines Doktor-Ingenieurs (Dr.-Ing.)
genehmigte

D i s s e r t a t i o n

vorgelegt von

Kai-Henning Brune, M.Sc.

aus Worms

Berichterstatter:	Prof. Dr.-Ing. H.-P. Schiffer
Mitberichterstatter:	Prof. Dr.-Ing. B. Stoffel
Tag der Einreichung:	16. Oktober 2009
Tag der mündlichen Prüfung:	8. Dezember 2009

Darmstadt 2010

D 17

Hiermit versichere ich an Eides Statt, die vorliegende Arbeit selbständig angefertigt und nur die genannten Hilfsmittel verwendet zu haben.

Kai-Henning Brune

Darmstadt, 16. Oktober 2009

Vorwort

Die vorliegende Arbeit entstand während meiner Tätigkeit als wissenschaftlicher Mitarbeiter am Fachgebiet Gasturbinen, Luft- und Raumfahrtantriebe (GLR) der Technischen Universität Darmstadt, im Rahmen eines von der BorgWarner Turbo Systems Engineering GmbH finanzierten Industrieforschungsprojektes.

An erster Stelle danke ich Herrn Prof. Dr.-Ing. H.-P. Schiffer, dem Leiter des Fachgebiets Gasturbinen, Luft- und Raumfahrtantriebe, für die stets wohlwollende Unterstützung und die Übernahme des Hauptreferates sowie die freundliche Aufnahme an seinem Fachgebiet nach der Emeritierung von Herrn Prof. Dr.-Ing. B. Stoffel.

Ebenso danke ich Herrn Prof. Dr.-Ing. B. Stoffel für die Bereitschaft mir diese Arbeit zu ermöglichen und die Übernahme des Koreferates. Sein stetes Interesse an der Themenstellung und die hilfreichen Anregungen trugen wesentlich zum Gelingen der Arbeit bei.

Des Weiteren möchte ich mich bei Herrn Prof. Dr.-Ing. H.-P. Schmalzl und Herrn Dr.-Ing. S. Münz bedanken, denen es zu verdanken ist, dass dieses Forschungsvorhaben von Seiten der BorgWarner Turbo Systems Engineering GmbH initiiert wurde. Ein besonderer Dank gilt hierbei Herrn Dr.-Ing. S. Münz, der während seiner Tätigkeit bei BorgWarner durch seine tatkräftige Unterstützung und sein unermüdliches Engagement wesentlich zur erfolgreichen Durchführung dieser Arbeit beigetragen hat.

Ein weiterer Dank gilt Herrn Trometer, Herrn Nolde sowie deren Mitarbeitern in den mechanischen Werkstätten des Fachgebietes FST (ehemals TFA) und GLR, die durch ihre unentwegte Unterstützung beim Auf- und Umbau des Prüfstandes entscheidend zum Erfolg des experimentellen Teils dieser Arbeit beitrugen.

Ein herzlicher Dank gilt auch meinen Kolleginnen und Kollegen des Fachgebietes GLR und FST/TFA für die gute Zusammenarbeit und die stete Hilfs- und Diskussionsbereitschaft. Daneben möchte ich mich herzlich bei meinen Studien- und Diplomarbeitern bedanken, die durch ihre engagierte Mitarbeit wesentlichen Anteil am Gelingen der Arbeit hatten.

Abschließend gilt ein ganz besonderer Dank meiner Lebensgefährtin K. Molnar für ihre mir immer entgegengebrachte Geduld und Unterstützung.

Inhaltsverzeichnis

1. Einleitung	1
1.1. Problemstellung	1
1.2. Ziel und Vorgehensweise	4
2. Theoretische Grundlagen	6
2.1. Jet in Crossflow	6
2.2. Blütenmischer	9
2.3. Krümmerströmung	12
2.4. Gestörte Zuströmung	13
2.5. Laufradströmung	16
2.6. Kennlinien des Verdichters	20
2.6.1. Integrale Verdichterkenngößen	20
2.6.2. Reduzierte Kennfeldgrößen	20
2.7. Mittelungsverfahren bei Turbomaschinen	22
2.8. Kennzahlen zur Beurteilung der Zuströmung	23
2.8.1. Geschwindigkeitsverteilung	23
2.8.2. Totaldruckverteilung	25
2.8.3. Mischungsgüte	25
2.8.4. Verlustkennziffern	26
3. Experimentelle Untersuchungen	28
3.1. Prüfstand	28
3.2. Messtechnik	30
3.2.1. Fünflochsondenmessungen	30
3.2.2. Temperaturmesstechnik	33
3.2.3. Druckmessungen	35
3.2.4. Massenstrombestimmung	36
3.2.5. Drehzahlmessung	36
3.3. Fehlerbetrachtung	37
3.4. Verdichter	41
4. Numerische Grundlagen	42
4.1. Grundlagen	42
4.1.1. Grundgleichungen der Strömungsmechanik	42
4.1.2. Turbulenzmodellierung	44

4.1.3. Wandbehandlung	49
4.1.4. Ansätze für rotierende Bauteile	50
4.1.5. Fehler in der Numerik	52
4.2. Diskretisierung der Geometrie	54
4.3. Randbedingungen	55
5. Untersuchungssystematik	58
6. Auslegung und Untersuchung der Mischergeometrien	60
6.1. Senkrechter Mischer	61
6.2. Radialmischer	61
6.3. Blütenmischer	62
6.4. Vergleich der Mischer	63
6.5. Diskussion	69
7. Validierung der numerischen Ergebnisse	71
7.1. Zuströmbedingungen des Verdichters	71
7.1.1. Referenz und Krümmer	72
7.1.2. Mischergeometrien	73
7.1.3. Totaldruckverluste	80
7.2. Abströmbedingungen	81
7.3. Betriebsverhalten	83
7.3.1. Problematik der experimentellen Kennlinienbestimmung	83
7.3.2. Referenz und Krümmer	85
7.3.3. Mischergeometrien	87
7.4. Diskussion	91
8. Ergebnisse der stationären numerischen Untersuchungen	93
8.1. Beurteilung der Zuströmbedingungen des Verdichters	93
8.2. Beurteilung des Mixers	98
8.3. Beurteilung des Betriebsverhaltens	99
8.4. Einfluss der Mischstrecke auf das Betriebsverhalten	106
8.5. Abhängigkeiten des Verdichterbetriebsverhaltens von den Zuströmbedingungen	107
8.6. Diskussion	110
9. Ergebnisse der instationären numerischen Untersuchungen	113
9.1. Referenz	115
9.2. Mischer	120
9.2.1. Senkrechter Mischer	120
9.2.2. Radialmischer	125
9.2.3. Blütenmischer	127
9.3. Diskussion	129
10. Zusammenfassung und Ausblick	130

I. Literatur	133
II. Anhang	141
A. Korrektur der überhöhten Totaldruckverluste in der Numerik	142

Abbildungsverzeichnis

1.1. Übersicht über Abgasgrenzwerte (NO_x , PM) für Pkw	1
1.2. Hochdruck-Abgasrückführung	2
1.3. Niederdruck-Abgasrückführung	2
1.4. Partikelschlagschäden am Verdichterlaufrad [72]	3
2.1. Ausbreitung eines Einzelstrahls in einer Querströmung [69]	7
2.2. Strahleindringung in Abhängigkeit des Impulsverhältnisses	7
2.3. Optimale Eindringtiefe des Jets	9
2.4. Blütenmischer	10
2.5. Wirbelstrukturen eines Blütenmischers [22]	11
2.6. Flankenausführungen beim Blütenmischer [59]	11
2.7. Blütenwinkel	12
2.8. Strömungsverhältnisse im Krümmer [95]	13
2.9. Jet-Wake-Struktur [19]	17
2.10. Sekundärströmungseffekte in Radialverdichtern	18
3.1. Schematischer Aufbau des Prüfstands	29
3.2. Fünflochsonde (links), Winkeldefinition (rechts)	30
3.3. Kalibrationsfeld der Fünflochsonde	32
3.4. Messstelle (ME3)	32
3.5. Messraster in ME3	33
3.6. Zylindersonde zur Temperaturmessung	34
3.7. Temperaturmessung in der Verdichterabströmung (ME5)	34
3.8. Temperaturmessung im Diffusor	35
3.9. Fehlerbalken der Wirkungsgradkennlinien für AGR1	40
3.10. Fehlerbalken der Totaldruckverhältniskennlinien für AGR1	40
4.1. Übersicht über die Turbulenzmodellierung [91]	47
4.2. Geschwindigkeitsverteilung gemäß dem logarithmischen Wandgesetz [12]	50
4.3. Vernetzung der Mischer	54
4.4. Vernetzung des Verdichters	54
4.5. Vernetzung des Verdichterlaufrades	55
4.6. Lage der Interfaces	56
4.7. Gesamtmodell	57
5.1. Untersuchungssystematik	59

6.1. Senkrechter Mischer (SEK)	61
6.2. Aufbau Radialmischer	61
6.3. Radialmischer (RAD)	62
6.4. Blütenmischer (BM)	62
6.5. Krümmerströmung	63
6.6. Numerikmodelle der Mischer	64
6.7. Asymmetriekennzahl A	65
6.8. Axiale Geschwindigkeitsverzerrung J_A	65
6.9. Absoluter Umfangsgeschwindigkeitsanteil $J_{ U }$	66
6.10. Normalgeschwindigkeitsanteil J_{norm}	67
6.11. Totaldruckungleichverteilung $\sigma_{p_{tot}}$	67
6.12. Mischungsgüte ε_m	68
6.13. Totaldruckverlustkoeffizient ζ_M	68
7.1. Blick- und Eindüsungsrichtung	71
7.2. Axiale Geschwindigkeitsverteilung $c_{ax}/c_{m,3}$ für REF und KR	72
7.3. Normalgeschwindigkeitsverteilung $c_{norm}/c_{m,3}$ für REF und KR	73
7.4. Axiale Geschwindigkeitsverteilung $c_{ax}/c_{m,1}$ für SEK 1D	74
7.5. Axiale Geschwindigkeitsverteilung $c_{ax}/c_{m,3}$ für RAD 1D	74
7.6. Axiale Geschwindigkeitsverteilung $c_{ax}/c_{m,3}$ für BM 1D	74
7.7. Normalgeschwindigkeitsverteilung $c_{norm}/c_{m,1}$ für SEK 1D	76
7.8. Normalgeschwindigkeitsverteilung $c_{norm}/c_{m,3}$ für RAD 1D	76
7.9. Normalgeschwindigkeitsverteilung $c_{norm}/c_{m,3}$ für BM 1D	76
7.10. Totaldruckverteilung $p_{tot}/\bar{p}_{tot,1}$ für SEK 1D	78
7.11. Totaldruckverteilung $p_{tot}/\bar{p}_{tot,1}$ für RAD 1D	78
7.12. Totaldruckverteilung $p_{tot}/\bar{p}_{tot,1}$ für BM 1D	78
7.13. Mischungsgüte ε_i für SEK 1D	79
7.14. Mischungsgüte ε_i für RAD 1D	79
7.15. Mischungsgüte ε_i für BM 1D	79
7.16. Totaldruckverlustkoeffizient ζ_M : Vergleich Numerik - Experiment	80
7.17. Totaltemperaturverteilung T_{tot} im Diffusor (rot: Numerik, blau: Experiment)	82
7.18. Totaltemperaturverteilung T_{tot} im Diffusor (rot: Numerik, blau: Experiment)	82
7.19. Temperaturverhältnisse im Turbolader, mit freundlicher Genehmigung der BorgWarner Turbo Systems Engineering GmbH	84
7.20. Vergleich der Zuströmverhältnisse $c_{ax}/c_{m,3}$ für den RAD (Experiment)	85
7.21. Vergleich der Zuströmverhältnisse $c_{ax}/c_{m,3}$ für den BM (Experiment)	85
7.22. Vergleich Numerik/Experiment für REF und KR	86
7.23. Kennlinienvergleich Numerik/Experiment für AGR1	88
7.24. h-s Diagramm des Verdichtungsprozesses	89
7.25. Kennlinienvergleich Numerik/Experiment für AGR1	90
7.26. Kennlinienvergleich Numerik/Experiment für AGR2	90
7.27. Kennlinienvergleich Numerik/Experiment für AGR3	91

8.1. Axiale Geschwindigkeitsverzerrung J_A	94
8.2. Absoluter Umfangsgeschwindigkeitsanteil $J_{ U }$	94
8.3. Normalgeschwindigkeitsanteil J_{norm}	95
8.4. Asymmetriekennzahl A	95
8.5. Totaldruckungleichverteilung σ_{ptot}	96
8.6. Mischungsgüte ε_m	96
8.7. Mittlerer Inzidenzwinkel \bar{i}	97
8.8. Verteilung des Inzidenzwinkels i über dem Umfang (Schaufelmittelschnitt)	98
8.9. Standardabweichung des Inzidenzwinkels σ_i	98
8.10. Totaldruckverlustkoeffizient ζ_M der Mischer	99
8.11. Wirkungsgradverluste $\Delta\eta$ des Gesamtsystems und der Verdichterstufe	100
8.12. Anteil des Mischers und der Verdichterstufe $\Delta\eta/\Delta\eta_{ges}$ an den Wirkungsgradverlusten	101
8.13. Druckzahl ψ	102
8.14. Leistungszahl λ	102
8.15. Strömungsverhältnisse am Laufradeintritt	103
8.16. Totaldruckverlustkoeffizient ζ_S des Spiralgehäuses	104
8.17. Wirkungsgradverluste $\Delta\eta$ des Laufrades und des Spiralgehäuses	105
8.18. Totaldruckverhältnisverluste $\Delta\Pi/\Pi_{Ref}$ des Gesamtsystems und der Verdichterstufe	106
8.19. Wirkungsgradabfall $\Delta\eta$ der Verdichterstufe	106
8.20. Wirkungsgradabfall $\Delta\eta$ des Gesamtsystems	107
8.21. Wirkungsgradverlust $\Delta\eta$ in Abhängigkeit der Standardabweichung des Inzidenzwinkels σ_i	109
9.1. Lage der Auswerteebenen im Laufrad	114
9.2. Lage des Spiralgehäuses und der Eindüsung	114
9.3. Ebene I der REF	115
9.4. Ebene II der REF	116
9.5. Ebene III der REF	116
9.6. Ebene IV der REF	117
9.7. Ebene V der REF	118
9.8. Ebene VI der REF	118
9.9. Ebene VII der REF	119
9.10. Relativer Totaldruck in Ebene I	120
9.11. Ebene I des SEK	121
9.12. Relativer Totaldruck in Ebene VII	122
9.13. Ebene IV des SEK	122
9.14. Ebene V des SEK	123
9.15. Ebene VII des SEK	124
9.16. Massenstrom $\dot{m}_{Kanal}/\dot{m}_{ges}$ eines Laufradkanals während einer Umdrehung	124
9.17. Ebene I des RAD	125
9.18. Ebene V des RAD	126
9.19. Ebene VII des RAD	127
9.20. Ebene I des BM	127
9.21. Ebene V des BM	128

9.22. Ebene VII des BM	128
----------------------------------	-----

Tabellenverzeichnis

2.1. Referenzwerte zur Bestimmung der reduzierten Kennfeldgrößen	21
3.1. Messfehler der Fünflochsondenmessung	32
3.2. Mittlere Standardabweichung in %	39
3.3. Maximale Standardabweichung in %	39
3.4. Geometrie des Radialverdichters	41
5.1. Untersuchte Massenstromverhältnisse	58
6.1. Bewertung der Strömungsverhältnisse der Mischer (++: sehr groß +: groß -: klein --: sehr klein)	70
7.1. Untersuchte Konfigurationen (siehe dazu Abb. 3.1)	83
8.1. Beurteilung der Korrelation [30]	108
8.2. Korrelationskoeffizient für den isentropen Wirkungsgrad	109
8.3. Korrelationskoeffizient für das Totaldruckverhältnis	109

Formel- und Abkürzungsverzeichnis

Lateinische Großbuchstaben

A	m^2	Fläche
A		Asymmetriekennzahl
AGR-Rate	%	Abgasrückführtrate
CO_2		Kohlendioxid
D	m	Durchmesser
D		Drallzahl
H	J	Enthalpie
I	%	Turbulenzgrad
J		Impulsdichteverhältnis
J_A		Kennzahl der axialen Geschwindigkeitsverzerrung
J_U		Umfangsgeschwindigkeitsanteil
$J_{ U }$		absoluter Umfangsgeschwindigkeitsanteil
J_{norm}		Normalgeschwindigkeitsanteil
Ma		Machzahl
NO_x		Stickoxid
Pr		Prandtlzahl
Q_i		dimensionslose Kennzahl zur FLS-Kalibration, $i=1..5$
R	$\frac{\text{J}}{\text{kgK}}$	Gaskonstante für Luft
R	m	Radius
R		Korrelationskoeffizient
Re		Reynolds-Zahl
Ro		Rossby-Zahl
S	m	Wandstärke
S_{ij}		Deformationsgeschwindigkeitstensor
T	K	Temperatur
X		Zufallsvariable, Stichprobe
Y		Zufallsvariable, Stichprobe

Lateinische Kleinbuchstaben

c	$\frac{\text{m}}{\text{s}}$	Absolutgeschwindigkeit
c_m	$\frac{\text{m}}{\text{s}}$	mittlere Absolutgeschwindigkeit (gemäß Kontinuitätsgleichung)
c_p	$\frac{\text{J}}{\text{kgK}}$	spezifische isobare Wärmekapazität
h	$\frac{\text{J}}{\text{kg}}$	spezifische Enthalpie
i	$^\circ$	Inzidenzwinkel
k	$\frac{\text{m}^2}{\text{s}^2}$	turbulente kinetische Energie
l	m	charakteristisches Längenmaß
\dot{m}	$\frac{\text{kg}}{\text{s}}$	Massenstrom
n	$\frac{1}{\text{min}}$	Drehzahl
p	Pa	Druck
q_i	W	Wärmestromvektor
r	m	Radius
r		Recovery-Faktor
s	$\frac{\text{J}}{\text{kgK}}$	Entropie
t	s	Zeit
u_i	$\frac{\text{m}}{\text{s}}$	Geschwindigkeitsvektor
u^+		dimensionslose wandtangente Geschwindigkeit
u_τ	$\frac{\text{m}}{\text{s}}$	Wandschubspannungsgeschwindigkeit
w	$\frac{\text{m}}{\text{s}}$	Relativgeschwindigkeit
w_m	$\frac{\text{m}}{\text{s}}$	Meridiankomponente der Relativgeschwindigkeit
x		Kartesische Koordinate
y		Kartesische Koordinate
y^+		dimensionsloser Wandnormalenabstand
z		Kartesische Koordinate

Griechische Buchstaben

α	$^\circ$	Schwenkwinkel
α_D	$^\circ$	Drallwinkel
β	$^\circ$	Relativwinkel
γ	$^\circ$	Kippwinkel
Δ		Differenz
ε	$\frac{\text{m}^2}{\text{s}^3}$	turbulente Dissipationsrate
ε		globale Mischungsgüte
ε_i		lokale Mischungsgüte
ε_m		globale, massengemittelte Mischungsgüte

ζ_M		Totaldruckverlustkoeffizient des Mischers
ζ_S		Totaldruckverlustkoeffizient des Spiralgehäuses
η		Wirkungsgrad
κ		Isentropenexponent
λ		Leistungszahl
μ	$\frac{\text{kg}}{\text{m s}}$	Dynamische Viskosität
μ_t	$\frac{\text{m}^2}{\text{s}}$	Wirbelviskosität
ν	$\frac{\text{m}^2}{\text{s}}$	Kinematische Viskosität
Π		Totaldruckverhältnis
ρ	$\frac{\text{kg}}{\text{m}^3}$	Dichte
σ		Standardabweichung
τ_{ij}		Spannungstensor
φ		Durchflusszahl
ψ		Druckzahl
ω	$\frac{1}{\text{s}}$	Winkelgeschwindigkeit

Indizes

1	Eintritt Krümmer (frischluftseitig), ME1 (siehe Abb. 3.1)
2	Eintritt Mischer (abgasseitig), ME2 (siehe Abb. 3.1)
3	Eintritt Verdichtergehäuse, ME3 (siehe Abb. 3.1)
4	Diffusor, ME4 (siehe Abb. 3.1)
5	Abstrom Verdichter, ME5 (siehe Abb. 3.1)
<i>a</i>	flächengewichtet
<i>ax</i>	Axialkomponente
<i>adb</i>	adiabat
<i>i</i>	lokal
<i>isen</i>	isentrop
<i>j</i>	Strahl, entspricht Neben- bzw. Abgasmassentrom
<i>m</i>	massengewichtet
<i>norm</i>	Normalgeschwindigkeitskomponente
<i>opt</i>	Optimum
<i>rad</i>	Radialkomponente
<i>red</i>	reduziert
<i>Ref</i>	Referenz
<i>rel</i>	relativ
<i>stat</i>	statische Größe
<i>tot</i>	Totalgröße
<i>u</i>	Umfangskomponente

w	arbeitsgewichtet
A	Austritt
Ab	Abgas
E	Eintritt
Fl	Frischlufte
ME	Messeebene
S	Schaufel
∞	Hauptmassenstrom, entspricht Frischluftmassenstrom

Abkürzungen

AGR1, 2, 3	%	Abgasrückführrate, Massenstromverhältnis gemäß Tab. 5.1
BM		Blütenmischer
CAD		Computational Aided Design
CFD		Computational Fluid Dynamics
DNS		Direkte Numerische Simulation
DS		Druckseite
FLS		Fünflochsonde
HD-AGR		Hochdruckabgasrückführung
KR		Krümmen
LES		Large Eddy Simulation
ME		Messeebene
MRF		Multiple Reference Frame
MP		Mixing Plane
ND-AGR		Niederdruckabgasrückführung
PM		Partikel
RAD		Radialmischer
RANS		Reynolds-Averaged-Navier-Stokes
REF		gerade, ungestörte Zuströmung (Referenz)
RKE		$k-\varepsilon$ Reliabile Modell
RSM		Reynolds-Spannungs-Modell
RST		Reynolds-Spannungs-Tensor
SEK		Senkrechter Mischer
SKE		Standard $k-\varepsilon$ Modell
SL		Sliding Mesh
SS		Saugseite

1. Einleitung

1.1. Problemstellung

Hervorragende Fahrleistungen bei gleichzeitig geringem Treibstoffverbrauch ließen die Marktanteile des Dieselmotors in den letzten Jahren ansteigen. Zum Erfolg trug neben der Direkteinspritzung insbesondere die Abgasturboaufladung bei. Nachteilig sind für den Selbstzünder neben den hohen Kosten die funktionsbedingt hohen Stickoxid- (NO_x) und Partikelemissionen (PM). Die Emission der Kohlenwasserstoffe ist hingegen auf sehr niedrigem Niveau. Im Hinblick auf die Erreichung der kurz- und mittelfristig - freiwillig oder gesetzlich - geforderten CO_2 -Emissionen ist der Dieselmotor aufgrund seines geringeren Verbrauchs ein wichtiger, unentbehrlicher Baustein für die Automobilindustrie. Bislang konnten beim Dieselmotor die gesetzlichen Vorgaben bezüglich der Emissionsgrenzen mit vertretbarem Aufwand eingehalten werden. Die Erfüllung künftiger Grenzen (Abb. 1.1) machen jedoch weitere weitreichende inner- und außermotorische Maßnahmen notwendig.

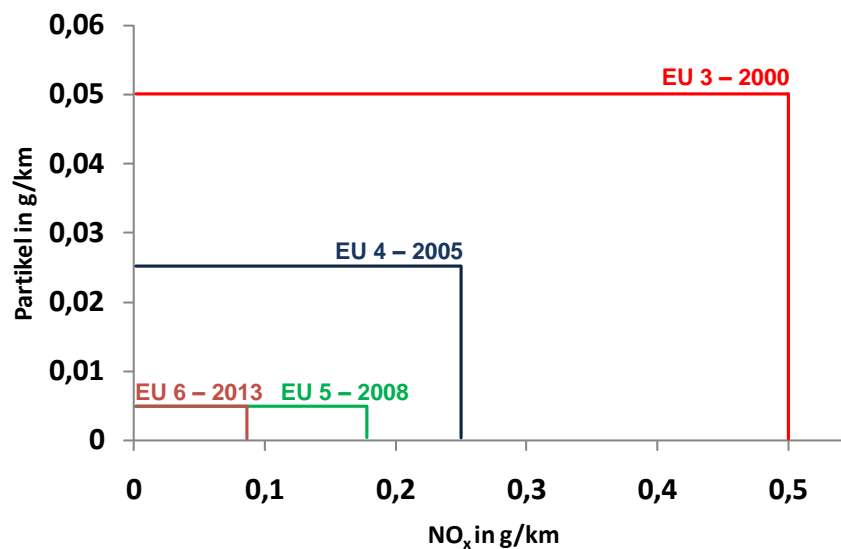


Abbildung 1.1.: Übersicht über Abgasgrenzwerte (NO_x , PM) für Pkw

Hierbei sind vor allem die NO_x - und die Partikel-Emissionen als kritisch für den Dieselmotor zu betrachten. Dabei hat eine Verminderung der NO_x -Emissionen eine Erhöhung des Partikelaustritts zur Folge. Da in künftigen Dieselmotoren der Partikelfilter jedoch immer weiter Einzug hält, liegt ein weiteres Augenmerk auf der Reduzierung der NO_x -Emissionen.

Die Rückführung von Teilen des Abgases in den Brennraum ist hierbei ein erprobtes und in der Se-

rie eingesetztes Verfahren. Die Wirkung beruht auf der Absenkung der Spitztemperatur, einer Verminderung der Brenngeschwindigkeit und einer Senkung des Sauerstoffpartialdrucks im Zylinder. Der Sauerstoffpartialdruck und die Verbrennungstemperatur sind dabei die entscheidenden Parameter für die Stickoxidbildung.

Bisher wurde das Abgas hochdruckseitig (HD-AGR) - das heißt im Krümmer vor der Turbine des Turboladers entnommen und nach dem Verdichter eingeleitet (Abb.1.2) - zurückgeführt.

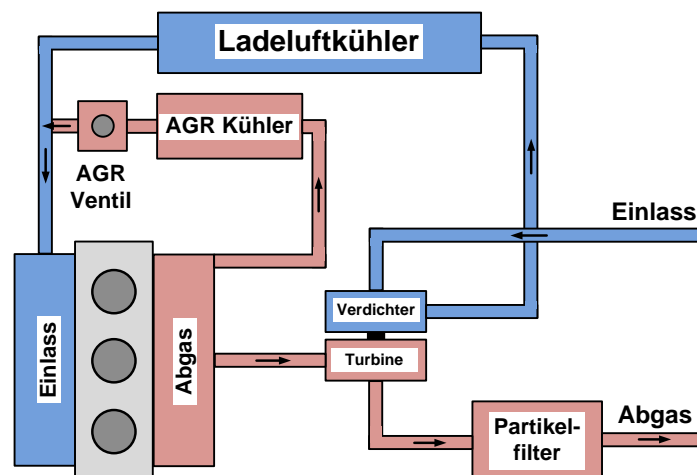


Abbildung 1.2.: Hochdruck-Abgasrückführung

In bestimmten Betriebsbereichen des Motors können jedoch unter Umständen Vorteile erzielt werden, wenn das Abgas niederdruckseitig rückgeführt wird (ND-AGR) [99, 96, 100, 93]. Dazu wird das Abgas stromab der Turbine nach der Abgasreinigungsstrecke entnommen und vor dem Verdichter dem Frischluftmassenstrom der Einlassstrecke wieder zugemischt (Abb. 1.3).

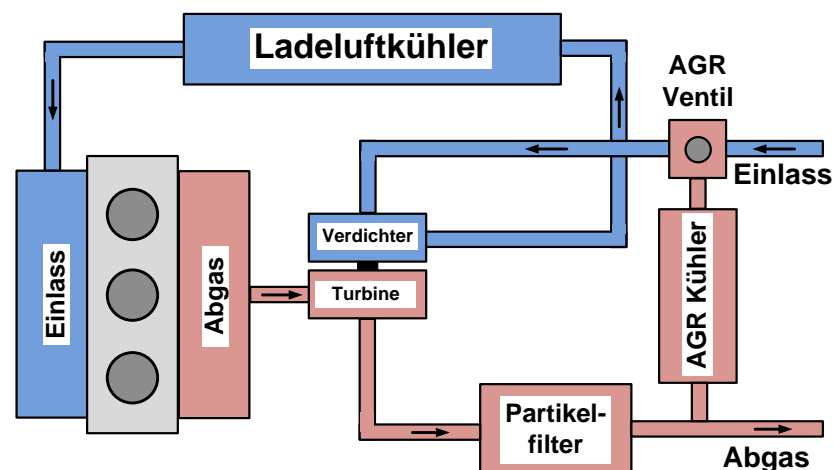


Abbildung 1.3.: Niederdruck-Abgasrückführung

Das Potential der Abgasrückführung, die NO_x -Emissionen zu verringern, steigt mit der Rückführrate und einer möglichst geringen Temperatur des rückgeführten Abgases. Die Abgasrückführrate (AGR-Rate) gibt hierbei den Anteil des rückgeführten Abgases am Gesamtmassenstrom an.

$$\text{AGR-Rate} = \frac{\dot{m}_{Ab}}{\dot{m}_{Ab} + \dot{m}_{Fl}} \quad (1.1)$$

Aufgrund des günstigeren Druckgefälles der ND-AGR verglichen zur HD-AGR lässt sich mit dieser Variante eine höhere AGR-Rate realisieren. Ein weiterer Vorteil ist die Entkoppelung der AGR-Rate von der Turbinenleistung, da der Turbine stets der gesamte Abgasmassenstrom zur Verfügung steht. Somit kommt es zu keinen negativen Auswirkungen auf die Turboladerdrehzahl und dem damit einhergehenden Abfall des Ladedrucks. Ebenso wird Frischluft durch Abgas substituiert, so dass auf der Verdichterseite der Durchsatz weitestgehend unbeeinflusst bleibt. Bei der ND-AGR ändert sich daher durch die Einbindung des Turboladers in die Abgasrückführstrecke der Betriebspunkt des Laders nur unwesentlich. Diese Entkoppelung bringt eine erhebliche Reduzierung des regelungstechnischen Aufwands mit sich [71]. Die längere gemeinsame Wegstrecke des Abgas-/Frischluftgemisches führt ebenfalls zu einer Verbesserung der Durchmischung der beiden Teilströme, was zu einer gleichmäßigeren Beaufschlagung der einzelnen Zylinder führt.

Allerdings musste wegen den problematischen Auswirkungen auf die Bauteile der Einlassstrecke und den nachfolgenden Verdichter bislang von der niederdruckseitigen Abgasrückführung abgesehen werden. Trotz des verwendeten Partikelfilters, der Grundvoraussetzung für den Einsatz der ND-AGR ist, kann das Abgas Partikel mit sich führen. Diese entstammen weniger dem Verbrennungsprozess, sondern werden aus den Komponenten der Abgasreinigungsstrecke emittiert. Zu nennen wären hier vor allem Teile der keramischen Matrix des Dieselpartikelfilters. Diese Partikel treten zwar während der Lebenszeit der Komponenten in vergleichsweise geringen Mengen auf, jedoch in Größen und Formen, die deutliche Schäden am Verdichterlaufrad verursachen (Abb. 1.4). Diese Schäden können mitunter zum Totalausfall oder zumindest zu Wirkungsgradverlusten führen [72].

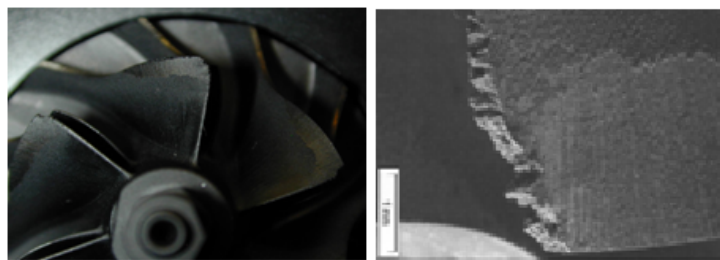


Abbildung 1.4.: Partikelschlagschäden am Verdichterlaufrad [72]

Als ebenfalls sehr kritisch ist der Ausfall von Abgaskondensat zu beurteilen. Kommt es zur Kondensatbildung, so lösen sich im Abgas enthaltene Schadstoffe und es entstehen starke Säuren, die einen korrosiven Angriff der metallischen Oberflächen bewirken. Besonders problematisch sind hierbei Zustände, bei denen flüssiges Säurekondensat auf den Bauteilen verweilen und trocknen kann. Zusätzlich können die rückgeführten Abgasbestandteile und das durch nicht ausreichende Abscheidung eingebrachte Öl aus der geschlossenen Kurbelgehäuseentlüftung in Verbindung mit dem erhöhten Temperaturniveau am Verdichtereintritt harzartige, fest haftende Ablagerungen auf den Verdichterbauteilen bilden. Durch diese wird die Funktionsfähigkeit und das Betriebsverhalten des Laders beeinträchtigt. Mithilfe einer geeigneten Beschichtung der Bauteile wird versucht dem entgegenzuwirken. Bisherige Beschichtungen

sind jedoch kein wirksames Mittel gegen Tröpfchenschlag, der sich durch die Auskondensation der im Abgas befindlichen Feuchte ergibt. Aus heutiger Sicht stellen die Schäden durch den Tröpfchenschlag die kritischste Belastung dar, sofern es nicht gelingt, die feuchte Phase durch andere Maßnahmen zu vermeiden.

Wenngleich das Abgas im Allgemeinen über einen Abgaskühler geführt wird, ergeben sich dennoch erhöhte Verdichtereintrittstemperaturen. Somit fördert der Verdichter in Betriebspunkten mit ND-AGR einen höheren Volumenstrom. Die höhere Eintrittstemperatur resultiert in überproportional höheren Verdichtungsendtemperaturen und einer höheren Verdichtungsarbeit. Die Austrittsgastemperaturen sind dabei durch die zulässige Temperatur der eingesetzten Werkstoffe begrenzt. Im Falle von Aluminiumlegierungen, die meist für die Verdichterkomponenten verwendet werden, liegt die maximale Temperatur bei etwa 210°C. Aufgrund der begrenzten Platzverhältnisse im Motorraum steht für die Vermischung der beiden Teilströme nur eine sehr kurze Strecke zur Verfügung. Je nach Mischergeometrie und AGR-Rate ergeben sich somit unter Umständen sehr inhomogene Temperaturprofile am Eintritt des Verdichterauflades, die thermodynamische wie auch thermomechanische Auswirkungen auf die Verdichterkomponenten haben. Die Auslegung des Laders, die Wellen-Nabe-Verbindung des Verdichterrades, die thermische Integrität des Laders und die eingesetzten Werkstoffe müssen deshalb an die veränderten thermischen Randbedingungen angepasst werden. Abhängig von der Mischergeometrie ergeben sich ebenfalls Strömungsinhomogenitäten bezüglich der Geschwindigkeits- und Totaldruckverteilung, die das aero- und thermodynamische Verhalten des Verdichters merklich beeinflussen. Eine homogene Vermischung der beiden Massenströme ist bei gleichzeitiger Forderung nach geringen Totaldruckverlusten, die einen Einfluss auf den Gesamtwirkungsgrad, die thermodynamischen Zustandsgrößen am Verdichteraustritt und die Ölleckagen des Laders haben, somit nicht möglich. Die Entwicklung eines niederdruckabgasrückführtauglichen Turboladers muss daher mit einer eingehenden Analyse der Einmischgeometrie, der Zuströmbedingungen und deren Auswirkungen auf das thermo- und aerodynamische Verhalten des Turboladerverdichters einhergehen.

1.2. Ziel und Vorgehensweise

In dieser Arbeit werden die Einflüsse der gestörten Zuströmung aufgrund verschiedener Mischergeometrien auf das Betriebsverhalten des Verdichters untersucht. Hierfür wurden zuerst geeignet erscheinende Mischerkonfigurationen eruiert, die anschließend mithilfe numerischer Berechnungsmethoden ausgelegt und beurteilt wurden. Vorgabe hierbei war auf möglichst kurzer Strecke und bei kleinstmöglichen Totaldruckverlusten eine homogene Vermischung der beiden Teilströme zu erreichen. Diese Ergebnisse werden in Kap. 6 diskutiert.

Im Anschluss daran wurden umfangreiche, systematische experimentelle und numerische Untersuchungen bezüglich des Einflusses der ausgewählten Mischergeometrien auf das Betriebsverhalten des Verdichters durchgeführt. Diese Untersuchungen sollen dazu beitragen, die physikalischen Zusammenhänge zwischen der gestörten Zuströmung und den damit einhergehenden Auswirkungen auf das Betriebsverhalten des Verdichters besser zu verstehen. Diese Betrachtungen beschränken sich hierbei nicht nur auf

den Verdichter. Für die erfolgreiche Umsetzung der ND-AGR ist es von großer Bedeutung, den Mischer und den Verdichter als ein Gesamtsystem zu betrachten und deren Zusammenwirken eingehend zu untersuchen. Mithilfe dieser Ergebnisse soll erstmalig geklärt werden, welchen Einflüssen das Betriebsverhalten solch komplexer Systeme unterliegt. Des Weiteren sollen für zukünftige Anwendungen praxisorientierte Auslegungskriterien für die Mischergeometrien bereit gestellt werden.

Die Untersuchungen wurden an einem Abgasturbolader, wie er in Diesel-PKW Anwendung findet, durchgeführt. Hierbei wurden für den ND-AGR Betrieb realistische Betriebspunkte untersucht. Die experimentellen Ergebnisse dienen zur Validierung der Numerik. Hiermit soll geklärt werden, inwieweit numerische Berechnungsmethoden geeignet sind, das komplexe Strömungs- und Betriebsverhalten von ND-AGR Systemen wiederzugeben. In Kap. 7 werden zu diesem Zweck der Wirkungsgrad, das Totaldruckverhältnis sowie die Zuströmbedingungen des Verdichters betrachtet. Die numerischen Berechnungen wurden mit dem kommerziellen CFD-Code Fluent 6.2 durchgeführt. Anschließend wird in Kap. 8 der Einfluss der untersuchten Mischergeometrien und die damit verbundenen gestörten Zuströmbedingungen im Hinblick auf die Beeinflussung des Verdichters bzw. des Gesamtsystems genauer analysiert. Hierzu werden die in Kap. 2 dargestellten integralen Kenngrößen verwendet. Mit diesen soll eine mögliche Abhängigkeit zwischen der Verdichteranströmung und dem resultierenden Betriebsverhalten hergeleitet werden. Kapitel 9 zeigt abschließend auf, wie sich die geänderten Zuströmbedingungen auf die Strömungsphänomene im Laufrad auswirken. Hierfür wurden instationäre numerische Berechnungen durchgeführt. Kapitel 10 schließt mit der Zusammenfassung und einem Ausblick.

2. Theoretische Grundlagen

In diesem Kapitel werden die theoretischen Grundlagen dieser Arbeit dargestellt. Dabei werden zu allererst die einzelnen Mischprinzipien erläutert. Hierbei werden die typischen Strömungsphänomene und die wesentlichen Parameter, die bei der Auslegung der jeweiligen Mischer beachtet wurden, diskutiert. Anschließend wird ein Überblick über den Stand des Wissens bezüglich der Auswirkungen einer gestörten Zuströmung auf das Verdichterbetriebsverhalten und der Laufradströmung in Radialverdichtern gegeben. Das Kapitel schließt mit der Vorstellung der Kennzahlen und Parameter, die zur Beurteilung des Systems herangezogen werden.

2.1. Jet in Crossflow

Werden ein oder mehrere Massenströme senkrecht zu einer Querströmung eingedüst, wird dies im Allgemeinen als „Jet in Crossflow“ bezeichnet. Dieses Strömungsproblem findet sich in vielen technischen Anwendungen. Einen sehr umfassenden Überblick über die Forschungsergebnisse der letzten fünfzig Jahre liefert Margason [69]. Der entscheidende Parameter, der das resultierende Eindringverhalten und damit maßgeblich die Strahltrajektorie bestimmt, ist das Impulsdichteverhältnis, im Folgenden abkürzend als Impulsverhältnis J bezeichnet.

$$J = \frac{\rho_j c_j^2}{\rho_\infty c_\infty^2} \quad (2.1)$$

Bei der Eindüsung eines Einzelstrahls in eine Querströmung kommt es durch die Interaktion der beiden Massenströme zu sehr komplexen Wirbelstrukturen [79, 54, 45]. Ursächlich hierfür ist unter anderem das ungleichmäßige Druckfeld, das sich durch die Umströmung des eingedüsten Strahls ergibt: Der anfänglich kreisrunde Strahlquerschnitt wird durch die Interaktion der beiden Ströme zu einer nierenförmigen Struktur deformiert, die charakteristisch für diese Strömungsart ist. Diese Form ergibt sich durch zwei entgegengesetzt rotierende, sichelförmige Wirbel (Abb. 2.1). Durch das Aufstauen der Hauptströmung - bedingt durch die Versperrungswirkung des Jets - kommt es an der Strahlvorderkante ferner zur Ausbildung von Hufeisenwirbeln. Prinzipiell ähnelt das Strömungsfeld sehr der Festkörperumströmung eines Zylinders. Im Nachlaufbereich des Jets bilden sich daher die typischen Wirbelstrukturen in Form einer Kármánschen Wirbelstraße aus. Die Wechselwirkung der beiden zu mischenden Ströme führt schließlich zur zunehmenden Umlenkung des eindringenden Strahls in Hauptströmungsrichtung. Die Ausbildung dieser komplexen Wirbelstrukturen sowie die daraus resultierende Strahltrajektorie und Strahleindringtiefe

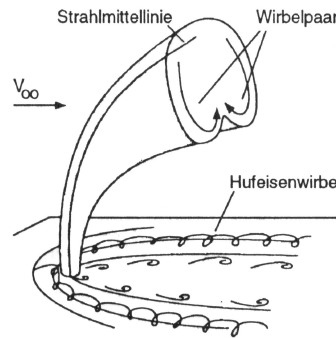


Abbildung 2.1.: Ausbreitung eines Einzelstrahls in einer Querströmung [69]

werden dabei maßgeblich vom Impulsverhältnis beeinflusst. Während das Geschwindigkeitsfeld somit ausschließlich vom Impulsverhältnis bestimmt wird, konnte bereits in früheren Untersuchungen [54] festgestellt werden, dass bei der Vermischung unterschiedlich temperierter Teilströme das Dichteverhältnis einen geringfügigen Einfluss auf die resultierende Temperaturverteilung hat.

Einen wesentlichen Beitrag auf dem Gebiet „Jet in Crossflow“ leistete die Gruppe um J. D. Holdeman vom Nasa Lewis Research Center. Der Schwerpunkt dieser Arbeiten war die Anwendung in Brennkammern jeglicher Art. Aufgrund des hier vorliegenden Anwendungsfalls werden nachfolgend hauptsächlich die Untersuchungen betrachtet, die sich mit der Eindüsung in zylindrische Rohre befassen.

Vranos et al. [98] führten Parameterstudien bei zylindrischen Rohren durch. Im Rahmen dieser Arbeit wurden sowohl das Impuls- und Dichteverhältnis, als auch die Lochform und deren Anordnung variiert. Untersucht wurden hierbei Schlitze mit unterschiedlicher Größe, Anzahl und Seitenverhältnis wie auch kreisrunde Bohrungen. Vranos et al. konnten eine deutliche Abhängigkeit des Mischungsverhaltens von der Öffnungsform erkennen. Schlitze zeigten bei zunehmender Mischstrecke und zunehmendem Impulsverhältnis deutliche Vorteile. Bei geringen Impulsverhältnissen ergaben hingegen die runden Bohrungen ein besseres Mischungsverhalten. Dies wurde auf die sich unterschiedlich ausbildenden Wirbelstrukturen zurückgeführt. Es konnte auch gezeigt werden, dass es bezüglich der Vermischung ein optimales Impulsverhältnis gibt. Wird von diesem abgewichen, kommt es zu Unter- bzw. Überpenetration des eindringenden Strahls (Abb. 2.2). Unterpenetration führt hierbei zu einem undurchmischten Bereich im Strömungskern, wohingegen sich durch eine Überpenetration undurchmischte Bereiche in Wandnähe ergeben. Die

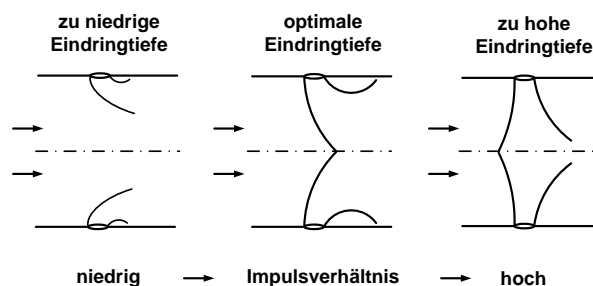


Abbildung 2.2.: Strahleindringung in Abhängigkeit des Impulsverhältnisses

Variation des Dichteverhältnisses ergab, dass sich die Mischungsgüte mit steigendem Dichteverhältnis verschlechtert. Ebenso fanden Vranos et al. heraus, dass die optimale Bohrungsanzahl in direkter Abhängigkeit zum Impulsverhältnis steht. Im untersuchten Fall lag diese zwischen 6-12 Bohrungen. Ähnliche Abhängigkeiten bzw. Korrelationen konnte bereits Holdeman [47, 48] für die Eindüsung in rechteckige Kanäle zeigen.

Weiterführende Arbeiten von Hatch et. al [40], Kroll et. al [62] und Oechsle et al. [76], die auch die Eindüsung in zylindrische Rohre untersuchten, bestätigten ebenfalls die von Holdeman aufgestellte Korrelation zwischen Impulsverhältnis und optimaler Bohrungsanzahl.

$$n = \frac{\pi \sqrt{(2J)}}{2,5} \quad (2.2)$$

Hierbei ist:

n = Lochanzahl

J = Impulsverhältnis (Gl.2.1)

Diese Gleichung ergibt sich aus folgendem Zusammenhang:

$$C = \sqrt{J} \frac{S}{H}$$

$$\text{mit} \quad S = \frac{2\pi R_{1/2}}{n} \quad \text{und} \quad R_{1/2} = \frac{H}{\sqrt{2}}$$

C = 2,5 (Wert variiert je nach Lage und Anordnung der Bohrungen)

H = Kanalhöhe

$R_{1/2}$ = Radius, der die Rohrquerschnittsfläche halbiert (Abb.2.3)

Die entscheidende Aussage aus dieser Korrelation ist, dass zum Erreichen einer optimalen Vermischung die Eindüsung des Strahls bis zum Radius $R_{1/2}$ erfolgen sollte. In Holdeman et al. [46] sind diese Ergebnisse und Erkenntnisse nochmals zusammengefasst. In dieser Arbeit werden überdies numerische mit experimentellen Ergebnissen verglichen. In der Numerik wurde zur Turbulenzmodellierung ein k - ε Modell verwendet. Grundsätzlich zeigte die Numerik qualitativ gute Übereinstimmungen mit dem Experiment. Die Strahltrajektorie und Eindringtiefe wurden gut wiedergegeben, wobei die Numerik allerdings dazu neigte, die Eindringtiefe tendenziell zu unterschätzen. Dies lässt sich auf die generelle Problematik linearer Wirbelviskositätsmodelle, Strömungen mit starker Stromlinienkrümmung richtig vorherzusagen, zurückführen. Ebenso ist die Annahme isotroper Turbulenz in der Rückströmzone, die aufgrund der Versperrungswirkung des Jets kurz nach der Eindüsung in Wandnähe auftritt, nicht mehr gerechtfertigt. Wird jedoch die Strömung außerhalb dieser Rückströmzone betrachtet, liefert das k - ε Modell gute Ergebnisse [75, 16, 92]. Die Temperaturgradienten sind in den numerischen Simulationen jedoch deutlich stärker ausgeprägt, da der turbulente Austauschprozess unterschätzt wird [24]. Die Mischungsgüte wird somit von der Numerik generell zu niedrig vorhergesagt. Daher ist es bei der Netzgenerierung infolge

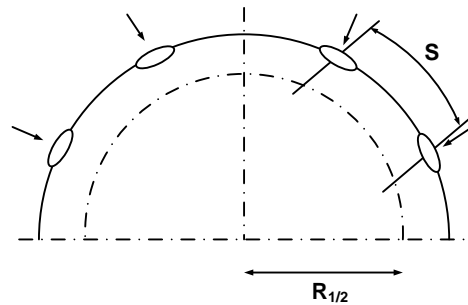


Abbildung 2.3.: Optimale Eindringtiefe des Jets

der großen Strömungsgradienten wichtig, auf eine sehr feine Netzauflösung im Eindüsbereich zu achten.

Yin et al. [104] führten numerische Parameterstudien an Mischerkonfigurationen durch, die im Niederdruckabgasrückführstrang Anwendung finden sollen. Yin et al. untersuchten neben einer stumpfen 90°-Eindüsung und einer Eindüsung über einen Spalt am Umfang auch eine Konfiguration, bei der das Abgas über am Umfang verteilte Bohrungen in ein Rohr eingedüst wurde. Das Abgas wurde diesen Bohrungen über einen um das Rohr gelegten Ringkanal zugeführt. Die Parameterstudien umfassten vor allem die Bohrungsanzahl, die -anordnung wie auch den Versatz des Ringkanals zum Rohr. Ein Optimum bezüglich Mischungsgüte und Druckverlust erhielten Yin et al. für zehn Bohrungen, die nicht gleichmäßig über den Umfang verteilt waren. Ebenso bestand zwischen den Mittelachsen des Ringkanals und des Frischluftrohres ein Offset von 0,05D (vgl. Abb. 6.2).

2.2. Blütenmischer

Der Blütenmischer wird bereits seit Jahrzehnten erfolgreich in Zweistromtriebwerken als Zwangsmischer eingesetzt. Er dient zur Vermischung des kalten Nebenmassenstromes mit dem heißen Kernmassenstrom, wodurch der Strahlärm reduziert und der Wirkungsgrad des Triebwerks gesteigert werden kann. Auch in der chemischen Industrie werden Blütenmischer zur Verbesserung der Vermischung zweier Reaktionspartner eingesetzt.

Der Blütenmischer weist eine mäanderförmige Kontur auf, die den inneren Kernmassenstrom nach außen bzw. den äußeren Mantelmassenstrom nach innen leitet (Abb. 2.4). Der Blütenmischer zeichnet sich dabei durch eine hervorragende Vermischung auf kürzester Strecke bei gleichzeitig sehr geringen Totaldruckverlusten aus. Zunächst wurde davon ausgegangen, dass die Verbesserung der Vermischung einzig und allein durch die vergrößerte Grenzfläche zwischen den beiden Strahlen verursacht wird. Die tatsächlichen Strömungsvorgänge sind allerdings sehr komplex.

Paterson [78] konnte in ersten detaillierten Messungen die wesentlichen Transportvorgänge identifizieren, die entscheidend die Vermischung beeinflussen. Als dominierender Mechanismus ist hier der Transport durch die Hauptströmung selbst zu nennen. Durch lokale Verzögerungen an den Blütenbergen bzw.



Abbildung 2.4.: Blütenmischer

lokale Beschleunigungen in den Blütentälern entsteht ein Druckgradient, der quer zur Hauptströmung verläuft und die Strömung in die Blütentäler leitet. Durch die hiermit unterschiedlich gerichteten radialen Geschwindigkeitskomponenten der beiden Massenströme entstehen Scherschichten, die die Bildung von Sekundärströmungen bewirken. Paterson konnte strömungsgerichtete Wirbel - auch strömungsgerichtete Vorticity genannt - identifizieren. Diese bestehen aus angrenzenden, entgegengesetzt rotierenden, axial orientierten Wirbeln am Mischerausslass, deren räumliche Ausdehnung der der Blütensegmente entspricht. Die Güte der Vermischung ist somit hauptsächlich von der Intensität der Scherschichten und damit unmittelbar vom Geschwindigkeitsverhältnis c_{rad}/c_{ax} abhängig. Da die radialen Geschwindigkeitskomponenten direkt proportional zum Blütenwinkel α sind, ist dieser einer der entscheidenden Konstruktionsparameter.

Eckerle et al. [26] konnten in ihren experimentellen Untersuchungen zeigen, dass die großskaligen Sekundärbewegungen nicht alleine für die homogene Vermischung verantwortlich sind. Diese wird durch kleinskalige Turbulenzen hervorgerufen, die der Hauptströmung überlagert sind. Solche Turbulenzen entstehen, wenn die Wirbel beginnen zusammenzubrechen und dadurch eine signifikante Erhöhung der turbulenten Vermischung verursachen. Eckerle et al. konnten zeigen, dass sich die strömungsgerichteten Wirbel stromab erst nach zirka drei bis fünf Blütenhöhen ausbilden und nach zirka acht Blütenhöhen beginnen zusammenzubrechen. Es stellte sich heraus, dass die Lauflänge bis zum Wirbelzusammenbruch eine Funktion des axialen Geschwindigkeitsverhältnisses ist. So konnte mit höheren Geschwindigkeitsverhältnissen ein schnelleres Zusammenbrechen der Wirbel und damit eine schnellere Vermischung erreicht werden. Des Weiteren zeigten Eckerle et al., dass sich die Sekundärströmung nur bis zur Blütenhöhe ausbildet. Somit sind die vollständige Durchdringung der Blüten und das axiale Geschwindigkeitsverhältnis ein weiteres wichtiges Konstruktionsmerkmal.

McCormick et. al [70] konnten in Messungen die bereits von Paterson [78] und Manning [68] vermuteten zusätzlichen radial orientierten Wirbel - auch normal Vorticity genannt - nachweisen, die aufgrund von Kelvin-Helmholtz-Instabilitäten entstehen. Diese normalen Wirbel werden periodisch von der Mischerhinterkante abgeworfen und von den strömungsgerichteten Wirbeln deformiert (Abb. 2.5), wodurch stromab intensive kleinskalige turbulente Strukturen entstehen, die zu einer erhöhten Vermischung führen. Beeinflusst werden die normalen Wirbel maßgeblich durch das axiale Geschwindigkeitsverhältnis

und die damit verbundene Ausbildung von Scherschichten. Des Weiteren konnten kurzlebige Hufeisenwirbel nachgewiesen werden, die bei der Umströmung der ansteigenden Blütenflanken entstehen. Diese liefern jedoch keinen größeren Beitrag zur Vermischung. McCormick et al. konnten ebenfalls feststellen, dass bis zu einer Entfernung von sechs Blütenhöhen die intensivste Mischung stattfindet. Danach wird die Vermischung signifikant geringer.

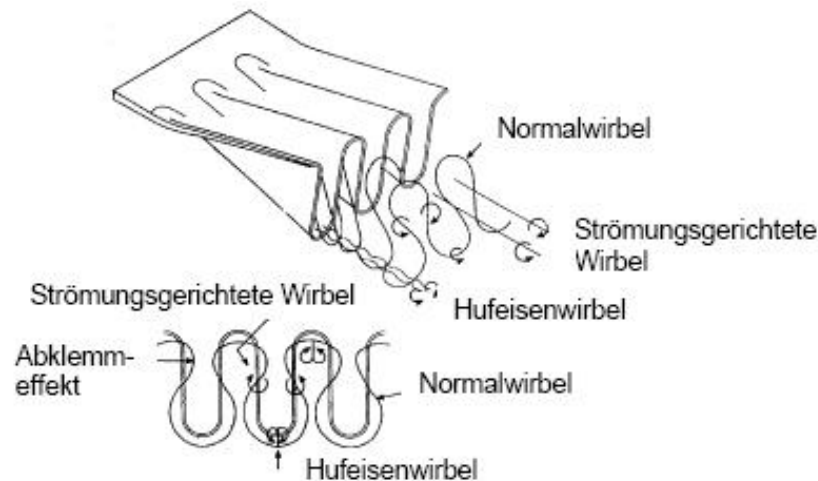


Abbildung 2.5.: Wirbelstrukturen eines Blütenmischers [22]

O'Sullivan et al. [77] führten ausgiebige numerische Parameterstudien an einem abgewinkelten Blütenmischer durch. Zur Turbulenzmodellierung wurden hierbei RANS-Modelle verwendet. Ihre Ergebnisse zeigen, dass die Numerik nicht in der Lage ist die Strömungsvorgänge detailliert abzubilden. Globale Größen wie Zirkulation und Verluste werden jedoch ausreichend genau vorhergesagt. Ein besonderes Augenmerk bei der Erstellung der Modelle muss hierbei auf die Vernetzung der Mischerhinterkante fallen, damit die Scherschichten im Nachlauf gut aufgelöst werden. O'Sullivan et al. konnten darüber hinaus zeigen, dass ein größerer Blütenwinkel aufgrund der zunehmenden radialen Geschwindigkeitskomponenten die Intensität der strömungsgerichteten Wirbel steigert. Mit größerem Blütenwinkel kommt es allerdings zu einer Grenzschichtansammlung im Blütental. Ab einem Blütenwinkel von 30° können infolge dieser Grenzschichtansammlungen der effektive Blütenwinkel und damit die Vermischung nicht mehr gesteigert werden. Wird der Winkel noch weiter vergrößert, löst die Strömung ab zirka 35° ab. Hinsichtlich einer guten Vermischung sind demnach Blütenwinkel zwischen 20° - 30° optimal, wobei Blütenmischer

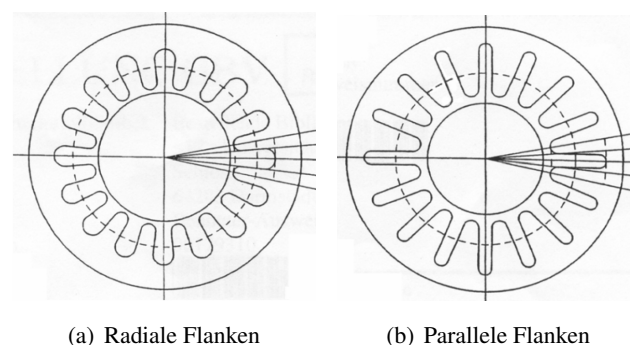


Abbildung 2.6.: Flankenführungen beim Blütenmischer [59]

mit parallelen Flanken diesbezüglich unempfindlicher sind (Abb. 2.6). Ähnliche Effekte fanden bereits Skebe et al. [88]. Zu beachten ist, dass mit zunehmendem Blütenwinkel die Totaldruckverluste ansteigen. Dies hängt mit der daraus resultierend ansteigenden Zirkulation zusammen. Die Energie zur Erzeugung der Wirbel geht der Strömung als kinetische Energie in axialer Richtung verloren. Der Verlust an axialer kinetischer Energie durch die entstehenden Normalgeschwindigkeiten ist dabei proportional zu $\sin^2 \alpha_{eff}$ (α_{eff} : effektiver Blütenwinkel) (Abb. 2.7). Der Anteil der Vermischungsverluste nimmt dabei mit größer werdendem Geschwindigkeitsverhältnis gegenüber den Grenzschichtverlusten zu.

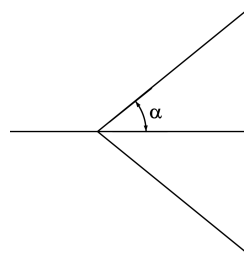


Abbildung 2.7.: Blütenwinkel

Konrad et al. [59] führten numerische wie auch experimentelle Parameterstudien zur Optimierung eines Blütenmischers durch. Die experimentellen Daten dienten hauptsächlich der Validierung der numerischen Ergebnisse. Bezüglich der relevanten Strömungsphänomene konnten Konrad et al. alle bisher gemachten Aussagen bestätigen und zeigen, dass die Numerik ein geeignetes Werkzeug zur Vorhersage der Mischungsgüte ist. Das gewählte Turbulenzmodell - in diesem Fall das $k-\varepsilon$ Modell - spielte hierbei eine untergeordnete Rolle. Allerdings ist das $k-\varepsilon$ Modell zur Vorhersage der Totaldruckverluste nur bedingt geeignet, da die Numerik dazu neigt die Verluste zu überschätzen. Ebenso können die kleinskaligen Vermischungsvorgänge nicht wiedergegeben werden. Nach Meinung der Autoren liegt das an fehlenden Annahmen im Turbulenzmodell und einem zu groben Netz. Ihre Untersuchungen ergaben auch, dass ein Blütenmischer mit parallelen Flanken im Vergleich zu radialen Flanken eine verbesserte Mischungsgüte bei gleichbleibenden Totaldruckverlusten aufweist (Abb. 2.6).

Povinelli et al. [81] und Cooper et al. [17] bestätigten den geringen Einfluss der Turbulenzmodelle auf die Güte der numerischen Simulation. Die großskaligen Strömungsvorgänge können gut wiedergegeben werden. Allerdings ergeben sich bei allen Turbulenzmodellen zu hohe Werte für die turbulente kinetische Energie. Qualitativ zeigen die Modelle jedoch gute Übereinstimmungen mit Messungen. Von allen $k-\varepsilon$ Modellen zeigt das $k-\varepsilon$ Realizable Modell die exaktesten Ergebnisse.

2.3. Krümmerströmung

Die Strömungsumlenkung in einem 90° -Bogen führt zu geänderten Strömungsvorgängen und einer wesentlichen Erhöhung der Totaldruckverluste. Ursächlich für die höheren Verluste sind die krümmertypische Sekundärströmung und die eventuell auftretenden Ablösungen. Kajishima et al. [53] konnten zeigen, dass die Verluste im Krümmer dem eines geraden Rohres mit dem gleichen Querschnitt und einer Länge von sechs Rohrdurchmessern entsprechen.

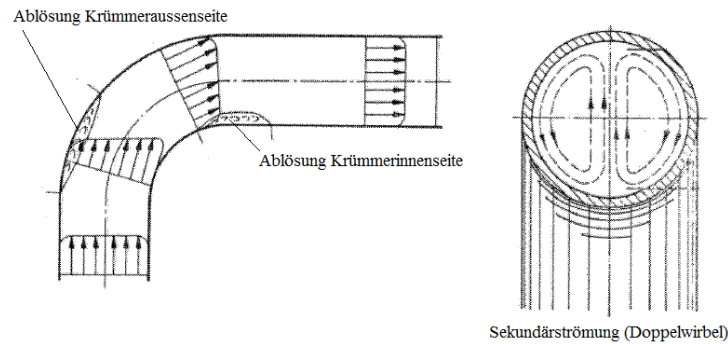


Abbildung 2.8.: Strömungsverhältnisse im Krümmer [95]

Die durch die Krümmung der Stromlinien verursachten Zentrifugalkräfte bedingen eine Druckänderung (Gl. 2.3) im Strömungsquerschnitt. Bei gleichbleibendem Energiegehalt führt dies unweigerlich zu geänderten Geschwindigkeitsverhältnissen. Auf der Krümmeraußenseite steigt hierbei der Druck stetig bis zur Krümmermitte an. Das Fluid strömt somit gegen höheren Druck bei sinkender Geschwindigkeit, wodurch die Grenzschicht anwächst und es zu Ablösungen kommen kann. Die Größe der Ablösegebiete ist umso größer, je kleiner das Verhältnis R/D ist. Auf der Krümmerinnenseite strömt das Fluid beim Ausströmen aus dem Krümmer gegen ansteigenden Druck, wodurch es auch am Austritt auf der Innenseite zu Ablösungen kommen kann (Abb. 2.8).

$$\frac{\partial p}{\partial r} = \rho \frac{c^2}{R} \quad (2.3)$$

Grundsätzlich ist im Strömungskern die Strömungsgeschwindigkeit größer als im wandnahen Bereich, in dem die Wandreibungskräfte wirken. Die dadurch höheren Zentrifugalkräfte im Strömungskern sorgen dafür, dass das Fluid von der Querschnittsmitte nach außen strömt. Aus Gründen der Kontinuität muss somit in den Randbereichen Fluid nach innen zurück strömen. Die Folge sind gegensinnig rotierende Doppelwirbel (Abb. 2.8).

Die sich einstellende Verzerrung der axialen Geschwindigkeitsverteilung nach dem Krümmer (Abb. 2.8) ist vom Verhältnis R/D abhängig. Mit wachsendem R/D vergrößern sich die Gebiete erhöhter Geschwindigkeit und erstrecken sich zunehmend über den Umfang entlang der Außenwand. Dies zeigen Untersuchungen von Nippert [74]. Das gestörte Geschwindigkeitsprofil bleibt unter Umständen bis zu einer Entfernung von $50-70D$ nach dem Krümmer noch erhalten.

2.4. Gestörte Zuströmung

Radialverdichter finden immer größere Verbreitung in verschiedensten Anwendungen. Dabei sind das Platzangebot und damit die Einbau- bzw. Einlaufbedingungen stets sehr unterschiedlich. Daraus resultierend kommt es mehr oder weniger zu einer Störung der Zuströmverhältnisse des Verdichters. Dies wird in der Literatur allgemein als „Inlet Distortion“ bezeichnet. Solche Störungen der Zuströmung werden

in theoretischen und experimentellen Betrachtungen vereinfachend in Umfangs- und Radialstörungen unterteilt. Letztere werden je nach Ort des Auftretens noch in Tip- und Hub-Störung unterteilt. In der Praxis - und vor allem im vorliegenden Fall - kommt meist eine Mischform dieser Störungen vor.

Untersucht wurde bisher vor allem das Betriebsverhalten von Axialmaschinen bei gestörter Zuströmung. Ein großer Teil der Forschung fand hier im Bereich der Flugtriebwerke statt. Einen Überblick hierüber gibt Williams [102]. Grundsätzlich zeigt sich, dass der Wirkungsgrad und der zulässige Betriebsbereich aufgrund dieser Störungen wesentlich beeinflusst werden. Besonders kritisch sind hierbei Störungen in Umfangsrichtung. Radialstörungen hingegen können unter gewissen Umständen gar eine Verbesserung des Betriebsverhaltens und eine günstige Verschiebung der Pumpgrenze bewirken. Schwerpunkt der Untersuchungen waren bislang die Auswirkungen auf die Pumpgrenze. Reid [82] führte diesbezüglich umfangreiche Untersuchungen bei gestörter Totaldruckverteilung durch, bei denen er die Anordnung und Größe von Umfangsstörungen in der Zuströmung variierte. Je größer die Umfangsstörungen bezüglich ihrer flächenmäßigen Ausbreitung wurden, desto ungünstiger wirkte sich das auf den Betriebsbereich/die Pumpgrenze aus. Wurde eine kritische Fläche erreicht, wurde dieser Effekt geringer. Bei einer Aufteilung der Störung auf gleichmäßig über den Umfang verteilte Einzelflächen waren die zuvor beschriebenen Effekte ebenfalls weniger deutlich ausgeprägt.

Um die relevanten Vorgänge und das resultierende Betriebsverhalten eines Verdichters bei gestörter Zuströmung zu verstehen, ist das „Parallel Compressor Modell“ eine sehr geeignete Methode. Bei jeweils gleichem statischem Austrittsdruck wird hierbei angenommen, dass zwei identische Verdichter bei gleicher reduzierter Drehzahl parallel arbeiten. Die über den Umfang gestörte Totaldruckverteilung wird dabei in zwei Teilströme aufgeteilt, so dass der eine Verdichter mit dem Totaldruck des gestörten Bereichs und der andere mit dem Totaldruck des ungestörten Bereichs beaufschlagt wird. Gemäß den sich unterschiedlich einstellenden Betriebspunkten der beiden Verdichter wird dann davon ausgegangen, dass die Pumpgrenze der eigentlichen Gesamtmaschine erreicht wird, sobald der Verdichter mit dem kleineren Teilmassenstrom diese erreicht. Diese Modellannahme kann qualitativ gute Einblicke bzw. ein gutes Verständnis bezüglich des resultierenden Betriebsverhaltens eines Axialverdichters bei gestörten Zuströmverhältnissen geben. Im Rahmen der oben genannten Untersuchungen wurden auch zahlreiche Kenngrößen definiert, die die Störung der Zuströmung quantifizieren sollen. Ein sehr verbreiteter Parameter ist der „Distortion Index“ DC'_{60} , der die Differenz aus dem mittleren Totaldruck in der Eintrittsebene und dem mittleren gestörten Totaldruck eines kritischen Winkelbereichs auf den mittleren dynamischen Eintrittsdruck bezieht. Entsprechend den Untersuchungen von Reid [82], der zeigen konnte, dass ab einem bestimmten Winkelbereich die Auswirkungen der Störungen auf das Betriebsverhalten auf annähernd gleichem Niveau bleiben, wird hier oft ein Winkelbereich von 60° gewählt. Für weiterführende Informationen sei auf folgende Literatur [65, 82] verwiesen. Diese umfangreichen Untersuchungen fanden ausschließlich an Axialverdichtern statt. Der Forschungs- bzw. Wissensstand bei Radialverdichtern ist in diesem Zusammenhang geringer.

Ariga et al. [1] untersuchten experimentell die Auswirkungen der gestörten Zuströmung auf das Betriebsverhalten eines Radialverdichters mit einem unbeschauften Diffusor. Dabei erzeugten sie künstliche Radial- und Umfangsstörungen, indem sie Waben stromauf des Laufrades platzierten. Diese Störungen führten dazu, dass das Totaldruckverhältnis im Vergleich zur ungestörten Zuströmung abnahm. Im

Gegensatz zu den Untersuchungen bei Axialverdichtern zeigten hierbei die Umfangsstörungen die geringsten und die Radialstörungen im Nabenbereich (Hub-Störung) die höchsten Verluste. Ariga et al. stellten fest, dass die Verluste mit der Drehzahl und dem Massenstrom ansteigen. Bei geringen Durchsätzen waren nur sehr geringe bis gar keine Unterschiede zur ungestörten Zuströmung zu erkennen. Die Umfangsstörungen zeigten auch bei den Wirkungsgradbetrachtungen die geringsten, wohingegen die Radialstörungen im Gehäusebereich (Tip-Störung) die größten Abweichungen zeigten. Bezüglich der Lage der Pumpgrenze konnten sie unterschiedliche Auswirkungen beobachten. Während die Umfangsstörungen eine deutliche Verschiebung zu größeren Durchsätzen verursachten, vergrößerten die Hub-Störungen sogar den Betriebsbereich. Die Tip-Störungen zeigten keinen wesentlichen Einfluss. Untersuchungen der Geschwindigkeitsverteilung nach dem Verdichter zeigten, dass Umfangsstörungen auch hier noch deutlich zu erkennen sind. Trotz des dazwischen liegenden Verdichters hatten die Störungen vor und nach dem Verdichter jeweils die gleiche Umfangslage. Radialstörungen hingegen zeigten sich nach dem Verdichter nicht mehr. Bei diesen Untersuchungen wurde auch festgestellt, dass sich das für Axialverdichter entwickelte „Parallel Compressor Modell“ bei Umfangsstörungen auch auf den Radialverdichter übertragen lässt. Ariga et al. [1] waren somit in der Lage die Auswirkungen der gestörten Zuströmung auf das resultierende Totaldruckverhältnis sehr gut vorherzusagen. Für Radialstörungen ist dieses Modell nicht anwendbar. Basierend auf der Erkenntnis, dass für die Verluste zum größten Teil die Fehlanströmungen, die sich nicht gleichmäßig über den Laufradeintritt verteilen, verantwortlich sind, leiteten sie einen „Distortion Index“ her. Dieser zeigte bei den untersuchten gestörten Zuströmungen gute Übereinstimmung zur Vorhersage des Totaldruckverhältnisses.

Kim et al. [55] untersuchten experimentell, wie sich das Betriebsverhalten eines Radialverdichters durch einen Krümmerbogen in der Zuströmung ändert. Aufgrund der Zentrifugalkräfte und des Druckgradienten im Krümmer (Gl. 2.3) bilden sich gegensinnig rotierende Wirbel, die sog. Sekundärströmung des Krümmers aus (vgl. Kap. 2.3). Dies führt zu ungleichförmig verteilten Strömungswinkeln und inhomogener Totaldruckverteilung im Schaufelkanal, was eine inzidenzbehaftete Anströmung nach sich zieht, die zu Ablösungen an der Schaufelkante führen kann. Dies beeinflusst unmittelbar die Verluste und auch das Stall-Verhalten des Verdichters. Durch den Einbau von Leitblechen in den Krümmerbogen wurde die Intensität der Sekundärströmung und damit der Wirkungsgradabfall deutlich reduziert. Der zusätzliche Totaldruckverlust durch die Leitbleche konnte hierbei bei der Wirkungsgradbetrachtung vernachlässigt werden. Der Vorteil durch die gleichmäßigere Anströmung des Laufrades überwog. Des Weiteren konnte gezeigt werden, dass die gestörte Zuströmung durch die auftretende Inzidenz hauptsächlich den Verdichter an sich beeinträchtigt. Der beschauelte Diffusor wird hierdurch in seinem Betriebsverhalten nur unmerklich beeinflusst. Diese Ergebnisse wurden in einer späteren Arbeit numerisch bestätigt [29]. Im Rahmen dieser Arbeit wurde gezeigt, dass das $k-\varepsilon$ Modell in Verbindung mit einer Standard-Wandfunktion in der Lage ist, die auftretenden Strömungsphänomene und das resultierende Betriebsverhalten des Verdichters richtig vorherzusagen.

Ähnliche Untersuchungen führten Flathers et al. [32] durch. Sie untersuchten experimentell sowie auch numerisch die Strömungsverhältnisse eines komplexen Radialeinlasses für Radialverdichter. Diese kommen vor allem bei mehrstufigen Verdichtern oder Verdichtern für Pipelineanwendungen zum Einsatz. Diese Einlassgeometrien verursachen eine stark drallbehaftete Zuströmung mit einer sehr ungleichmäßigen Druckverteilung. Ziel der Arbeit war es, die Zuströmung durch den Einbau von Schaufeln zu

verbessern, um die Beeinflussung des Wirkungsgrades möglichst gering zu halten. Des Weiteren sollte überprüft werden, inwieweit numerische Methoden geeignet sind, die komplexen Strömungsverhältnisse im Einlauf darzustellen. Dabei zeigte sich, dass Schaufeln im Einlass den Drall fast vollständig eliminieren können und eine deutlich gleichmäßigere Zuströmung verursachen. Aus der guten Übereinstimmung zwischen Numerik und Experiment kann geschlossen werden, dass das verwendete $k-\varepsilon$ Modell geeignet ist, die komplexen Strömungsphänomene im Einlass vorherzusagen. Allein beim Totaldruck gab es leichte Abweichungen. Dessen Vorhersagegenauigkeit war stark von der Netzfeinheit abhängig.

Benvenuti et al. [6] wie auch Kim et al. [56] beschäftigten sich ebenfalls mit der Gestaltung von Einlaufkanälen von Radialverdichtern. Auch sie konnten zeigen, dass sich die gestörte Zuströmung negativ auf das Betriebsverhalten auswirkt. Durch den Einbau von zusätzlichen Schaufeln oder anderweitiger strömungsgünstiger Gestaltung der komplexen Kanalgeometrien konnten erhebliche Wirkungsgradverbesserungen erreicht werden.

Im Bereich der Turbolader untersuchten Kindl et al. [57] und Yammine et al. [103] den Einfluss von unterschiedlichen Krümmergeometrien in der Zuströmung eines Verdichters. Diese unterschieden sich in zusätzlich eingebauten Schaufeln im Krümmer, der Rohrquerschnittsform und dem Krümmerradius. Auch ihre Ergebnisse zeigten, dass sich ein Krümmer in der Zuströmung negativ auf Wirkungsgrad und Totaldruckverhältnis auswirkt. Kindl et al. [57] führen das schlechtere Totaldruckverhältnis und den schlechteren Wirkungsgrad hauptsächlich auf die zusätzlichen Totaldruckverluste des Krümmers zurück. Wurden die Eintrittsgrößen zur Bestimmung des Wirkungsgrades und des Totaldruckverhältnisses nach dem Krümmer und vor dem Verdichter bestimmt, waren die Unterschiede im Vergleich zu einer geraden, ungestörten Zuströmung sehr gering. Ebenso konnten Kindl et al. [57] und Yammine et al. [103] zeigen, dass sich unter Umständen bei einigen Krümmerkonfigurationen eine Verschiebung der Pumpgrenze zu kleineren Massenströmen hin ergeben kann. Der Großteil der Ergebnisse zeigt jedoch eine Verschiebung der Pumpgrenze zu größeren Massenströmen.

2.5. Laufradströmung

„Centrifugal compressor fluid dynamics are probably the most array of fluid process routinely encountered by man in his engineering“. Dieses Zitat von Dean [20] verdeutlicht die Komplexität der Strömungsvorgänge in Radialmaschinen und deren mühsame Erforschungshistorie, über die nachfolgend ein kurzer Überblick gegeben wird.

Vor allem durch die schlechte Zugänglichkeit der stark gewundenen und engen Schaufelkanäle gestaltet sich die experimentelle Untersuchung von Radialverdichtern sehr schwierig. Erst der Einführung von berührungslosen Messmethoden und insbesondere der zunehmenden Leistungsfähigkeit numerischer Verfahren sind die vorliegenden Erkenntnisse zum Strömungsverhalten in Radialverdichtern zu verdanken.

Das Strömungsfeld eines Radialverdichters weist prinzipbedingt am Austritt Gebiete energiereicheren (Jet) und energieärmeren (Wake) Fluides auf. Diese Unterteilung wird in der Literatur generell als „Jet-

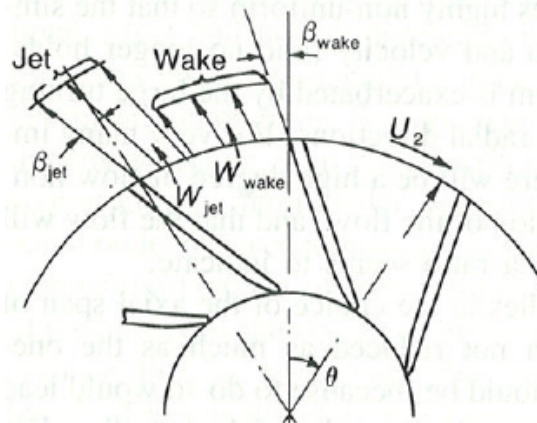


Abbildung 2.9.: Jet-Wake-Struktur [19]

Wake-Struktur“ bezeichnet (Abb. 2.9). Die Existenz dieser inhomogenen Strömungsverhältnisse wiesen bereits Fischer und Thoma in Radialpumpen nach [31]. Doch erst durch die Arbeiten von Dean und Senoo wurde der Begriff „Jet-Wake-Struktur“ eingeführt und geprägt [21]. Sie stellten ein analytisches Modell auf, das die Strömungsverhältnisse beschreibt. Dabei handelt es sich um eine zweidimensionale Betrachtung, bei der davon ausgegangen wird, dass die beiden Gebiete in Umfangsrichtung scharf voneinander getrennt sind und in axialer Richtung keine Gradienten vorliegen. Die turbulente Vermischung der beiden Zonen in der Scherschicht wird dabei durch Krümmungs- und Rotationseffekte unterdrückt. Generell weist darüber hinaus das Wake-Gebiet hohe Geschwindigkeitsfluktuationen auf und ist nur mit ca. 15% am Massendurchsatz beteiligt. Das Jet-Gebiet wird dabei im Gegensatz zum Wake-Gebiet als annähernd verlustfrei behandelt und weist dadurch einen deutlich höheren Totaldruck auf.

Ein entscheidender Durchbruch gelang Eckhardt [27], der mittels der „Laser-2-Fokus-Methode“ als erster die Strömungsverhältnisse in einem Radialverdichter mit radial endenden Schaufeln vermessen konnte. Dabei gelang ihm der Nachweis eines Wake-Gebietes, welches sich im Verlauf der Durchströmung des Laufradkanals bildet und bis zum Austritt erhalten bleibt. Er konnte somit das „Jet-Wake-Modell“ in seinen Grundzügen bestätigen. Allerdings handelte es sich hierbei nicht um ein Wake-Gebiet nach dem klassischen Verständnis, sondern um ein Gebiet deutlich niedrigerer Energie im Vergleich zur restlichen Strömung. Erste Unregelmäßigkeiten im Strömungsprofil wurden dabei nach ca. 60% der Sehnenlänge im Bereich Gehäuse/Saugseite entdeckt. Eckhardt vermutete, dass sich dieses Wake-Gebiet aufgrund unterdrückter turbulenter Ausmischung und weiterer Sekundärströmungseffekte, die dem Wake-Gebiet weiteres energiearmes Fluid zuführen, bis zum Austritt halten kann. Eine vergleichbare Arbeit für rückwärts gekrümmte Radiallaufräder führten Eckhardt [28] und Krain [60] durch. Beide konnten feststellen, dass sich am Austritt rückwärts gekrümmter Laufräder keine klassische „Jet-Wake-Struktur“ ausbildet. Es lässt sich zwar ein Gebiet niedriger Geschwindigkeit erkennen, das jedoch deutlich kleiner in der Erstreckung ist und nicht diese deutlichen Gradienten zum restlichen Strömungsgebiet aufweist. Innerhalb des Laufrades hingegen konnte ein deutliches Wake-Gebiet beobachtet werden, das sich, so wurde vermutet, aufgrund der Wechselwirkung der einzelnen Sekundärströmungen wieder zurückbildet und vergleichmäßigt. Dabei zeigte sich jedoch, dass sich der Entstehungsort in beiden Fällen unterscheidet. Bei radial endenden Schaufeln tritt das Wake-Gebiet zuerst in der Ecke Saugseite/Gehäuse auf, wohingegen dieses bei rückwärts gekrümmten Schaufeln zuerst im Gehäusebereich in der Kanalmitte

auftritt.

Bis heute ist die Ursache des Wake-Gebietes bzw. des energiearmen Gebietes nicht vollständig geklärt und wird kontrovers diskutiert. Johnson et al. [52] machen zum Beispiel Ablösungserscheinungen im Gehäusebereich für die Entstehung verantwortlich. Die dabei entstehenden Verluste machen ihrer Meinung nach zwei Drittel der Gesamtverluste im Laufrad aus. Hirsch et al. [42, 43] und auch Trebinjac et al. [94] begründen die Entstehung des Gebiets energiearmen Fluides dahingegen mit dem Zusammenwirken verschiedener Sekundärströmungseffekte, die nachfolgend noch genauer erläutert werden. Krain [60] und auch Hah [38] hingegen verfolgen einen vollkommen anderen Ansatz. Bei ihren Messungen und Berechnungen konnten sie einen bisher nicht beobachteten Wirbel ausmachen. Da das Auftreten dieser Wirbelstrukturen stets mit den ersten Unregelmäßigkeiten des Strömungsprofils zusammen fiel, machten sie diesen Wirbel als den hauptverantwortlichen Faktor für die Entstehung des energiearmen Gebietes bei Laufrädern mit rückwärts gekrümmten Schaufeln aus. Als Ursache gaben sie die relative Bewegung zwischen Laufrad und Gehäuse sowie die resultierende Spaltströmung an. Bezüglich des erheblichen Einflusses der Spaltströmung auf das Sekundärströmungsprofil herrscht in der Literatur weitestgehend Übereinstimmung. Nur über die Art und Weise, wie der Spalt die Strömung und vor allem die Lage des Wake-Gebietes beeinflusst, herrscht noch keine vollkommene Klarheit. Generell wird davon ausgegangen, dass der Spaltstrom das Wake-Gebiet von der Saugseite in Richtung Kanalmitte verschiebt. Das bedeutet im Umkehrschluss, dass sich bei einem kleinen Spalt das energiearme Fluid verstärkt im Bereich der Saugseite sammelt. Weiß [101] konnte zeigen, dass nicht nur die Höhe des Spaltes ein ausschlaggebender Faktor ist, sondern vor allem der Verlauf der Spaltes über die Schaufel entscheidend die Lage des Wake-Gebietes beeinflusst.

Nachfolgend sollen die einzelnen klassischen Sekundärströmungseffekte in einem Radiallaufrad näher erklärt werden. Für die Entstehung der Sekundärströmungen in Radialverdichtern sind vier Hauptursachen zu nennen. Zum einen ist hier die Krümmung in meridionaler Richtung zu nennen. Diese ergibt sich aus dem Übergang von der axialen in die radiale Durchströmungsrichtung. Aufgrund der Stromlinienkrümmung und der Grenzschichten auf Druck- (DS) und Saugseite (SS) der Schaufeln entstehen Sekundärströmungen im Grenzschichtbereich, die energiearmes Fluid von der Nabe Richtung Gehäuse transportieren (Abb. 2.10). Infolge der Rotation und der Strömungsumlenkung in radialer Richtung

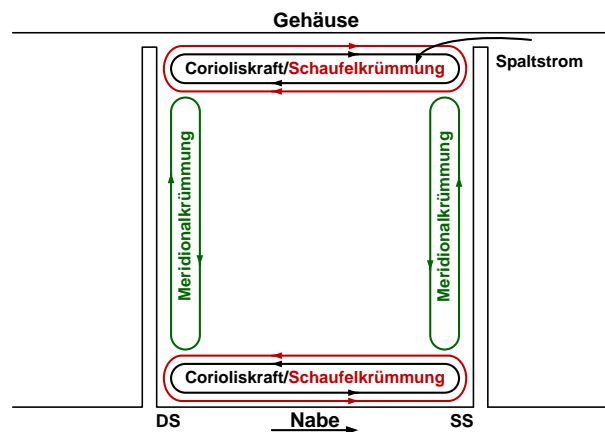


Abbildung 2.10.: Sekundärströmungseffekte in Radialverdichtern

wirken auf die Fluidteilchen zusätzlich Corioliskräfte. Diese induzieren im Grenzschichtbereich des Gehäuses und der Nabe eine Sekundärströmung, die Fluid von der Druck- zur Saugseite transportiert. In der Kanalmitte bewirkt die Corioliskraft den Transport von Fluid entgegen der Drehrichtung zur Druckseite. Als weitere Ursache ist die Schaufelkrümmung zu nennen, die infolge der Stromlinienkrümmung und der Grenzschichten im Naben- und Gehäusebereich eine Sekundärströmung von der Druck- zur Saugseite verursacht. Diese ist den Sekundärströmungen eines Axialverdichters sehr ähnlich. Am Austritt des Verdichters ist die Richtung dieser Sekundärströmung von der Schaufelkrümmung abhängig. Handelt es sich dabei um radial endende oder nur leicht rückwärts gekrümmte Schaufeln, hat sie die gleiche Richtung wie die Sekundärströmung, die durch die Corioliskraft verursacht wird. Bei stärker rückwärts gekrümmten Schaufeln sind die beiden Sekundärströmungen gegensinnig gerichtet. Entsprechend der daraus resultierenden Sekundärströmung wird die Lage des Wake-Gebietes maßgeblich bestimmt. Der relative Anteil der beiden Effekte kann mithilfe der Rossby-Zahl $Ro = w/\omega R_S$ quantifiziert werden. Darin ist w die Relativgeschwindigkeit im Laufrad, ω die Winkelgeschwindigkeit und R_S der Radius der Stromlinienkrümmung. Bei großen Werten von Ro dominiert der Einfluss der durch die Stromlinienkrümmung bedingten Sekundärströmung, so dass sich das energiearme Fluid im Bereich des Gehäuses sammelt. Bei kleinen Werten dominiert die durch den Rotationseffekt verursachte Sekundärströmung, wodurch sich das energiearme Fluid in der Nähe der Saugseite befindet. Je nach Betriebspunkt und Laufradgeometrie ergibt sich somit eine unterschiedliche Verteilung des energiearmen Fluides. Als vierte Ursache ist die Spaltströmung zu nennen. Sowohl die Überströmung des Spaltes, als auch die relative Bewegung des Gehäuses zur Schaufel induzieren innerhalb der Laufradkanals eine Sekundärströmung von der Saug- zur Druckseite.

Getrieben durch diese Sekundärströmungseffekte wird somit energiearmes Fluid entlang der Schaufeln von der Nabe zum Gehäuse und von der Druckseite entlang des Gehäuses und der Nabe in Richtung Saugseite befördert. Im Bereich Saugseite/Gehäuse wird dieses Fluid akkumuliert und bildet das Wake-Gebiet aus. Auf das Zusammenspiel dieser Effekte wird in Kap. 9.1 eingegangen.

2.6. Kennlinien des Verdichters

2.6.1. Integrale Verdichterkenngößen

Zur Beurteilung des Betriebsverhaltens eines Verdichters werden Kennfelder verwendet. Im Folgenden werden die einzelnen integralen Kenngrößen und deren Bestimmung beschrieben, die einem Kennfeld zugrunde liegen. Diese Größen dienen auch dem Vergleich der experimentellen mit den numerischen Ergebnissen.

Wirkungsgrad Bei Turboladern wird in der Regel der isentrope Wirkungsgrad η_{isen} bestimmt. Hierbei wird die spezifische Totalenthalpieänderung der tatsächlichen Zustandsänderung ins Verhältnis zur spezifischen Totalenthalpieänderung einer adiabaten, isentropen Zustandsänderung gesetzt. Beiden Zustandsänderungen liegt dabei der gleiche Totaldruck am Austritt zugrunde. Der isentrope Wirkungsgrad ergibt sich somit nach folgender Gleichung.

$$\eta_{isen} = \frac{\Pi^{\frac{\kappa-1}{\kappa}} - 1}{\frac{T_{tot,A}}{T_{tot,E}} - 1} \quad (2.4)$$

Folglich ist es notwendig, die mittleren Totaltemperaturen und Totaldrücke am Ein- und Austritt des Verdichters zu bestimmen. Die messtechnische Erfassung dieser Werte wird in Kap. 3.1 erläutert. Auf die zur Mittelung dieser Größen herangezogenen Verfahren wird in Kap. 2.7 eingegangen.

Da nachfolgend nur der isentrope Wirkungsgrad betrachtet wird, wird dieser vereinfachend mit η bezeichnet.

Totaldruckverhältnis Das Totaldruckverhältnis wird gemäß der folgenden Gleichung berechnet.

$$\Pi = \frac{p_{tot,A}}{p_{tot,E}} \quad (2.5)$$

2.6.2. Reduzierte Kennfeldgrößen

In Verdichterkennfeldern werden die Drehzahl und der Massenstrom meist als „reduzierte Größen“ aufgetragen. Diese Auftragung beruht auf der Mach'schen Ähnlichkeit, nach der die Betriebspunkte eines Verdichters nur direkt miteinander vergleichbar sind, wenn alle Machzahlen des Verdichters identisch sind.

Massenstrom Zur reduzierten Auftragung des Massenstromes wird vorausgesetzt, dass bei den betrachteten Betriebspunkten die Machzahlen in axialer Richtung identisch sind.

$$Ma_{ax_I} = Ma_{ax_{II}}$$

Aus dieser Beziehung ergibt sich nach Bräunling [11] folgende Gleichung zur Bestimmung des reduzierten Massenstromes.

$$\dot{m}_{red} = \dot{m} \frac{\sqrt{T_{tot}}}{p_{tot}} \quad \text{in} \quad \text{ms}\sqrt{\text{K}} \quad (2.6)$$

Zur Einhaltung der dem Massenstrom entsprechenden Dimension, wird der reduzierte Massenstrom häufig noch mit einem Referenzdruck und einer Referenztemperatur normiert.

$$\dot{m}_{red} = \dot{m} \frac{p_{ref}}{p_{tot}} \sqrt{\frac{T_{tot}}{T_{ref}}} \quad \text{in} \quad \frac{\text{kg}}{\text{s}} \quad (2.7)$$

Drehzahl Zur reduzierten Auftragung der Drehzahl müssen die Machzahlen in Umfangsrichtung identisch sein.

$$Ma_{u_I} = Ma_{u_{II}}$$

Woraus sich folgende Gleichung ergibt [11].

$$n_{red} = \frac{n}{\sqrt{T_{tot}}} \quad \text{in} \quad \frac{1}{\text{min}\sqrt{\text{K}}} \quad (2.8)$$

Analog zum Massenstrom wird die reduzierte Drehzahl ebenfalls auf Referenzwerte bezogen.

$$n_{red} = n \sqrt{\frac{T_{ref}}{T_{tot}}} \quad \text{in} \quad \frac{1}{\text{min}} \quad (2.9)$$

Die dieser Arbeit zugrunde liegenden Referenzwerte für Temperatur und Druck sind in Tab. 2.1 aufgeführt.

Referenzwerte	
Referenztemperatur T_{ref}	298 K
Referenzdruck p_{ref}	10^5 Pa

Tabelle 2.1.: Referenzwerte zur Bestimmung der reduzierten Kennfeldgrößen

2.7. Mittelungsverfahren bei Turbomaschinen

In Kap. 2.6.1 wurden die integralen Kenngrößen zur Beurteilung des Betriebsverhaltens des Verdichters vorgestellt. Zur Bestimmung der dazu benötigten Zustandsgrößen müssen physikalisch sinnvolle Mittelwerte dieser Größen gebildet werden. Dies ist vor allem unter dem Gesichtspunkt entscheidend, dass sich im vorliegenden Fall die Eintrittsbedingungen aus den zwei unabhängigen Teilströmen (\dot{m}_∞ , \dot{m}_j) des Frischluft- und Abgasstrangs zusammensetzen. Im Folgenden werden deshalb die angewandten Methoden zur Mittelwertbildung beschrieben.

Totaldruck Eine physikalisch begründbare Mittelung des Totaldrucks gibt es nicht. Es wird eine Arbeitsmittelung (work average), wie von Pianko et al. [80] und auch Cumpsty et al. [19] vorgeschlagen, verwendet. Diese findet vor allem bei der Betrachtung von Turbomaschinen Anwendung und legt die Erhaltung des Totalenthalpiestroms zugrunde. Das bedeutet, dass die Summe der Enthalpie der beiden Teilströme gleich der Enthalpie des gemittelten Eintrittszustandes sein soll. Aus dieser Annahme ergibt sich folgende Gleichung.

$$\bar{p}_{tot,w} = \left[\frac{\sum_{i=1}^n T_{tot,i} \cdot \Delta \dot{m}_i}{\sum_{i=1}^n \frac{T_{tot,i}}{p_{tot,i}^{\kappa-1/\kappa}} \cdot \Delta \dot{m}_i} \right]^{\kappa/\kappa-1} \quad (2.10)$$

Cumpsty et al. zeigten jedoch, dass bei annähernd homogenen Strömungen eine Massenstrommittelung des Totaldrucks (Gl. 2.11) ähnliche Ergebnisse wie die Arbeitsmittelung ergibt und der resultierende Fehler vernachlässigbar klein ist. Im Bereich der Turbomaschinen ist deshalb die Massenstrommittelung des Totaldrucks gängige Praxis.

$$\bar{p}_{tot,m} = \frac{\sum_{i=1}^n p_{tot,i} \cdot \Delta \dot{m}_i}{\sum_{i=1}^n \Delta \dot{m}_i} \quad (2.11)$$

In der vorliegenden Arbeit wird indes vor allem am Eintritt des Systems infolge der starken Inhomogenität auf die Arbeitsmittelung zurückgegriffen.

Statischer Druck Ein physikalisch sinnvolles Mittelungsverfahren ist die Flächenmittelung.

$$\bar{p}_{stat,a} = \frac{1}{A} \sum_{i=1}^n p_{stat,i} \Delta A_i \quad (2.12)$$

Totaltemperatur Wie für den Totaldruck gibt es für die Totaltemperatur keine physikalische Begründung bezüglich eines anzuwendenden Mittelungsverfahrens. Andererseits ist die Totalenthalpie, die eine extensive Größe darstellt und damit an den Massenstrom gekoppelt ist, über die Beziehung $h_{tot} = c_p T_{tot}$

direkt proportional zur Totaltemperatur. Extensive Zustandsgrößen werden dabei physikalisch sinnvollerweise massenstromgewichtet. Wird von idealem Gas und $c_p = \text{const.}$ ausgegangen, ist die Massenstrommittelung somit auf die Totaltemperatur übertragbar (Gl. 2.13). Diese Annahme gilt nur bei der Betrachtung des Fluides als kalorisch ideales Gas, was bei den auftretenden Drücken und Temperaturen gerechtfertigt ist.

$$\bar{T}_{tot,m} = \frac{\sum_{i=1}^n T_{tot,i} \cdot \Delta \dot{m}_i}{\sum_{i=1}^n \Delta \dot{m}_i} \quad (2.13)$$

2.8. Kennzahlen zur Beurteilung der Zuströmung

Ziel dieser Arbeit ist es, die Auswirkungen der durch die unterschiedlichen Mischergeometrien verursachten gestörten Zuströmungen auf das Betriebsverhalten des Verdichters zu untersuchen. Dies geschieht unter anderem anhand der Analyse von Konturdiagrammen, die die Strömungsphänomene der unterschiedlichen Mischergeometrien visualisieren. Um jedoch eine abschließende Beurteilung der geänderten Bedingungen zu ermöglichen, ist es notwendig diese quantitativ bewerten zu können. In diesem Zusammenhang werden nachfolgend unterschiedliche Kenngrößen definiert, die die Ungleichförmigkeit der Zuströmung bewerten. Des Weiteren sind Kenngrößen zur Beurteilung der Verluste aufgeführt.

2.8.1. Geschwindigkeitsverteilung

Axialgeschwindigkeit Mithilfe der Asymmetriekennzahl A kann die Achsensymmetrie der Zuströmung beurteilt werden [49]. Jedes Massenelement hat dabei je nach Lage in der Querschnittsebene einen Hebelarm zur Strömungsachse. Werden diese Massenelemente aufintegriert, mit dem jeweiligen Hebelarm gewichtet und auf den Gesamtmassenstrom bezogen, so ergibt sich die Lage des Schwerpunkts (Gl. 2.14). Die daraus resultierende Entfernung des Schwerpunkts von der Mittelachse bezogen auf den Querschnittsradius ergibt die Asymmetriekennzahl A (Gl. 2.15). Je kleiner der Wert von A ist, desto achsensymmetrischer ist die Strömung. Bei einer geraden, ungestörten Rohrströmung gilt dabei $A=0$.

$$x_s = \frac{\sum_{i=1}^n x_i \cdot \Delta \dot{m}_i}{\sum_{i=1}^n \Delta \dot{m}_i} \quad \text{und} \quad y_s = \frac{\sum_{i=1}^n y_i \cdot \Delta \dot{m}_i}{\sum_{i=1}^n \Delta \dot{m}_i} \quad (2.14)$$

$$A = \frac{\sqrt{x_s^2 + y_s^2}}{R} \quad (2.15)$$

Eine weitere Kennzahl zur Beurteilung der Verzerrung der axialen Geschwindigkeitsverteilung ist die Kennzahl J_A [83]. Diese ergibt sich aus einer Massenstrommittelung der Axialgeschwindigkeit bezogen auf die mittlere Strömungsgeschwindigkeit (Gl. 2.16), die sich aus der Kontinuitätsgleichung ergibt. Je größer der Wert, desto verzerrter ist das axiale Geschwindigkeitsfeld.

$$J_A = \frac{\bar{c}_{m,ax}}{c_m} \quad \text{mit} \quad \bar{c}_{m,ax} = \frac{\sum_{i=1}^n c_{ax,i} \cdot \Delta \dot{m}_i}{\sum_{i=1}^n \Delta \dot{m}_i} \quad (2.16)$$

Umfangsgeschwindigkeit Entsprechend der axialen Geschwindigkeitskennzahl J_A wird eine Kennzahl J_U definiert, die eine Aussage über den Anteil der Umfangskomponenten bzw. des Dralls macht. Dazu werden die Umfangsgeschwindigkeiten massenstromgemittelt und auf die mittlere Strömungsgeschwindigkeit bezogen (Gl. 2.17) [83]. Je nach Vorzeichen der Kennzahl liegt entweder ein Gegendrall (negatives Vorzeichen) oder ein Mitdrall (positives Vorzeichen) vor. In dieser Arbeit stellen sich allerdings aufgrund der geometrischen Randbedingungen der Mischergeometrien symmetrische Strömungsverhältnisse ein. Das bedeutet, dass sich die Umfangskomponenten gegenseitig aufheben und sich kein resultierender Drall ergibt ($J_U=0$). Um dies zu berücksichtigen, wird der Betrag der einzelnen Umfangskomponenten verwendet (Gl. 2.18).

$$J_U = \frac{\bar{c}_{m,u}}{c_m} \quad \text{mit} \quad \bar{c}_{m,u} = \frac{\sum_{i=1}^n c_{u,i} \cdot \Delta \dot{m}_i}{\sum_{i=1}^n \Delta \dot{m}_i} \quad (2.17)$$

$$J_{|U|} = \frac{\bar{c}_{m,|u|}}{c_m} \quad \text{mit} \quad \bar{c}_{m,|u|} = \frac{\sum_{i=1}^n |c_{u,i}| \cdot \Delta \dot{m}_i}{\sum_{i=1}^n \Delta \dot{m}_i} \quad (2.18)$$

Normalgeschwindigkeit Um eine Aussage über den Normal- bzw. den Sekundärgeschwindigkeitsanteil machen zu können, wird analog zu den beiden vorherigen Kennzahlen die Normalgeschwindigkeit massengewichtet und auf die mittlere Strömungsgeschwindigkeit bezogen (Gl. 2.19).

$$J_{norm} = \frac{\bar{c}_{m,norm}}{c_m} \quad \text{mit} \quad \bar{c}_{m,norm} = \frac{\sum_{i=1}^n \sqrt{c_{u,i}^2 + c_{rad,i}^2} \cdot \Delta \dot{m}_i}{\sum_{i=1}^n \Delta \dot{m}_i} \quad (2.19)$$

2.8.2. Totaldruckverteilung

Zur Beurteilung der Ungleichverteilung des Totaldrucks in der Zuströmung des Verdichters, wird die Standardabweichung des Totaldrucks bezogen auf den mittleren Totaldruck in der Auswerteebene verwendet (Gl. 2.20).

$$\sigma_{p_{tot}} = \frac{\sqrt{\frac{1}{n-1} \sum_{i=1}^n (p_{tot,i} - \bar{p}_{tot})^2}}{\bar{p}_{tot}} \cdot 100\% \quad (2.20)$$

2.8.3. Mischungsgüte

Eine wichtige Kenngröße zur Beurteilung der Vermischung von unterschiedlich temperierten Massenströmen ist die oft in der Literatur verwendete Mischungsgüte [24]. Diese ist ein Maß für die lineare Abweichung der lokalen Totaltemperatur $T_{tot,i}$ in den einzelnen Zellen von der adiabaten Mischungstemperatur T_{adb} . Nach dem 1. Hauptsatz der Thermodynamik ergibt sich die ideale adiabate Mischungstemperatur T_{adb} zweier Massenströme in einem ruhenden, offenen und adiabaten System aus der Enthalpiebilanz der zu- und abfließenden Massenströme.

$$T_{adb} = \frac{\dot{m}_j c_{p_j} T_{tot,j} + \dot{m}_\infty c_{p_\infty} T_{tot,\infty}}{\dot{m}_j c_{p_j} + \dot{m}_\infty c_{p_\infty}} \quad (2.21)$$

Bei vereinfachender Annahme $c_p = \text{const.}$ ist $T_{adb} = \bar{T}_{tot,m}$. Hiermit kann gemäß folgender Gleichung die lokale Mischungsgüte bestimmt werden.

$$\varepsilon_i = \begin{cases} \frac{T_{tot,i} - T_{tot,j}}{\bar{T}_{tot,m} - T_{tot,j}} & \text{für } \bar{T}_{tot,m} \leq T_{tot,i} \leq T_{tot,j} \\ \frac{T_{tot,i} - T_{tot,\infty}}{\bar{T}_{tot,m} - T_{tot,\infty}} & \text{für } T_{tot,\infty} < T_{tot,i} < \bar{T}_{tot,m} \end{cases} \quad (2.22)$$

Mithilfe der lokalen Mischungsgüte lässt sich durch einfache Mittelwertbildung die globale Mischungsgüte bestimmen, die eine Aussage über die Vermischung in der gesamten betrachteten Auswerteebene macht.

$$\varepsilon = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n \varepsilon_i \quad (2.23)$$

Bei der Mittelwertbildung nach Gl. 2.23 werden die lokalen Werte jeweils gleich gewichtet. Diese vereinfachende Annahme ist jedoch nur für homogene Geschwindigkeitsfelder korrekt. Bei den stark gestörten Zuströmungen im hier vorliegenden Fall müssen deshalb die lokalen Werte der Mischungsgüte mit den

lokalen Massenströmen gewichtet werden. Daraus ergibt sich nach Gl. 2.24 die massengewichtete globale Mischungsgüte.

$$\varepsilon_m = \frac{\sum_{i=1}^n \varepsilon_i \Delta \dot{m}_i}{\sum_{i=1}^n \Delta \dot{m}_i} \quad (2.24)$$

Nimmt die Mischungsgüte den Wert $\varepsilon_m=1$ an, bedeutet dies eine absolut homogene Vermischung, dahingegen bedeutet ein Wert von $\varepsilon_m=0$ absolut unvermischt.

2.8.4. Verlustkennziffern

Für eine Bewertung der Auswirkungen der unterschiedlichen Mischerkonfigurationen ist es unbedingt erforderlich zu eruieren, in welcher Größenordnung und an welchem Ort die Verluste entstehen. Zu diesem Zweck werden Verlustkennziffern definiert, die die entstehenden Totaldruckverluste im untersuchten System beurteilen.

Von ganz entscheidender Bedeutung sind hierbei die Totaldruckverluste, die durch den Mischer entstehen. In Übereinstimmung mit der üblichen Definition von Totaldruckverlusten wird folgender Totaldruckverlustkoeffizient für den Mischer definiert.

$$\zeta_M = \frac{\bar{p}_{tot,E} - \bar{p}_{tot,ME}}{\frac{1}{2} \rho c_{m,ME}^2} \quad (2.25)$$

Dieser entspricht der bezogenen Totaldruckdifferenz zwischen dem Eintritt des Mischers und einer entsprechenden Messebene stromab des Mischers. Hierbei wird der Eintrittsdruck durch eine Arbeitsmitteilung (Gl. 2.10) der beiden Teilströme berechnet. Grundlegender Unterschied zur herkömmlichen Definition ist die Bezugsgröße des dynamischen Druckanteils. Gewöhnlich wird dieser am Eintritt des Systems bestimmt. In diesem Fall würde aufgrund der beiden Teilströme nicht der komplette dynamische Anteil berücksichtigt. Eine Unabhängigkeit des ζ -Wertes von der Geschwindigkeit ist so nicht gegeben. Aus diesem Grund wird der dynamische Druck in der entsprechenden Messebene nach der Vermischung bestimmt. Die physikalische Richtigkeit dieser Definition wird in Kap. 7.1.3 anhand von experimentellen und numerischen Ergebnissen verifiziert.

Das Fluid verlässt das Laufrad eines Radialverdichters meist mit sehr hoher Absolutgeschwindigkeit, die zusätzlich eine Umfangskomponente aufweist. Aufgabe des sich anschließenden Diffusors und der Spirale (im Weiteren werden diese beiden Bauteile unter dem Begriff Spiralgehäuse zusammengefasst) ist es, diese ungleichförmige Laufradabströmung aufzunehmen, zu vergleichmäßigen und zu verzögern, um einen möglichst hohen statischen Druckgewinn zu gewährleisten.

Für die Totaldruckverluste im Spiralgehäuse wird gemäß der Definition des Totaldruckverlustkoeffizien-

ten des Mischers (Gl. 2.25) ebenfalls ein Verlustkoeffizient definiert (Gl. 2.26). Wesentlicher Unterschied hierbei ist die Bestimmung des dynamischen Anteils, der in diesem Fall am Eintritt des Spiralgehäuses bestimmt wird.

$$\zeta_S = \frac{\bar{p}_{tot,A} - \bar{p}_{tot,E}}{\frac{1}{2}\rho_E c_{m,E}^2} \quad (2.26)$$

3. Experimentelle Untersuchungen

In diesem Kapitel wird der für die Untersuchungen zum Betriebsverhalten eines Turboladerverdichters im ND-AGR Betrieb entwickelte Prüfstand und die verwendete Messtechnik vorgestellt. Des Weiteren erfolgt eine Fehlerbetrachtung.

3.1. Prüfstand

Zur experimentellen Untersuchung der durch die Mischergeometrie verursachten Zuströmbedingungen und deren Auswirkungen auf das Betriebsverhalten des Verdichters wurde ein spezieller Prüfstand ausgelegt, konstruiert und gebaut. Dieser erlaubt die systematische Untersuchung verschiedener Mischergeometrien bei unterschiedlichen Massenstrom- und Temperaturverhältnissen der beiden Teilströme und bei verschiedenen Betriebspunkten des Verdichters.

Nachfolgend werden die Bestandteile und der Aufbau dieses Prüfstandes erläutert. Der schematische Aufbau ist in Abb. 3.1 dargestellt.

Die Turbine des Turboladers wird mit Luft eines Flügelzellenverdichters beaufschlagt. Die verdichtete Luft durchströmt, bevor sie in die Turbine eintritt, die Heizkammer I mit einer elektrischen Leistung von 240 kW. Diese ist in der Lage einen Massendurchsatz von 1 kg/s auf 200 °C zu erhitzen. Hierdurch wird die zur Erreichung hoher Turboladerdrehzahlen notwendige Enthalpie bereitgestellt. Des Weiteren wird verhindert, dass bei der Entspannung über die Turbine der Taupunkt unterschritten wird und Wasser ausfällt oder die Rohrleitungen gar vereisen können. Für die durchgeführten Messungen wurde die Turbineneintrittstemperatur auf 150 °C geregelt. Die Drehzahl der Turbine wird über deren Volumenstrom eingestellt. Über ein Steuerpult werden hierfür ein Abblase- (V3), Drossel- (V1) und Bypassventil (V2) angesteuert. Der Versuchsstand wird offen betrieben, d.h. die Luft, die die Turbine verlässt, wird durch einen Kamin nach außen in die Atmosphäre geleitet.

Die Verdichterzuströmung besteht aus zwei Teilsträngen. Zum einen aus dem Hauptmassenstrom, der den Ansaug- bzw. Frischluftstrang eines ND-AGR-Systems darstellt und einem Nebenmassenstrom, der für den rückgeführten Abgasmassenstrom steht. An der Vermischungsstelle werden die beiden Teilströme zusammengeführt.

Der Frischluftmassenstrom wird zunächst über eine Börger-Düse mit einem integrierten Strömungsgleichrichter und durch ein Regelventil (V4) direkt aus dem Versuchsraum angesaugt und der Vermi-

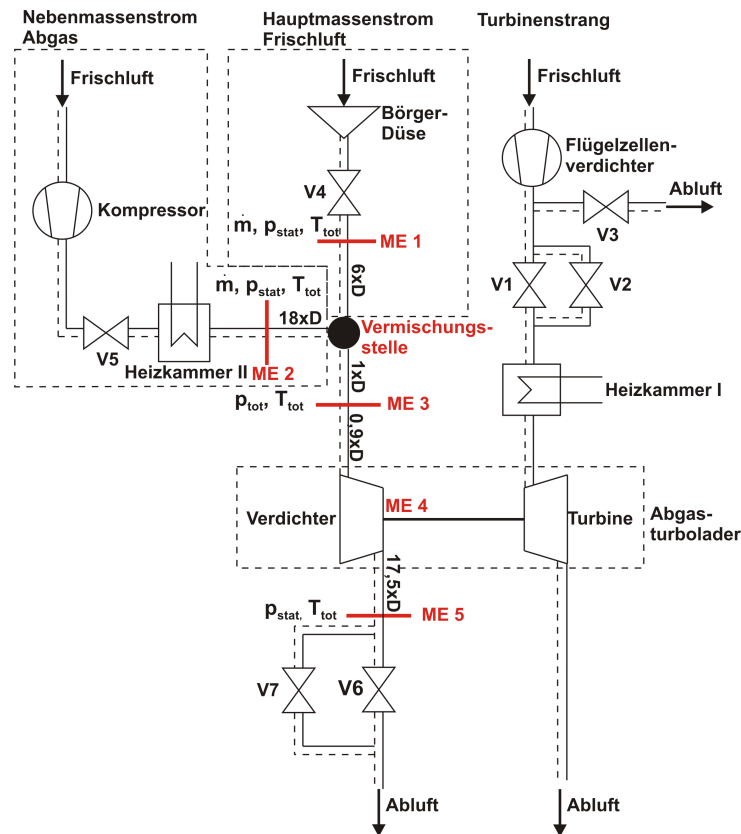


Abbildung 3.1.: Schematischer Aufbau des Prüfstands

schungsstelle zugeführt. Auf die installierten Messstellen und -technik wird im nachfolgenden Kap. 3.2 detailliert eingegangen. Das Ventil (V4) dient zur Regulierung der einzustellenden Massenstromverhältnisse. Dieses kann über einen Kompaktregler in Kombination mit einem Massensstromsensor in Messebene 1 (ME1) auf den gewünschten Massenstrom eingeregelt werden.

In Idealisierung der tatsächlichen Verhältnisse wird der Nebenmassenstrom mit Luft betrieben. Die Luft entstammt dem Druckluftnetz des Laborgebäudes. Dieser Luftmassenstrom durchströmt ein Ventil (V5), das zur Einstellung der gewünschten Massenstromverhältnisse dient, wie auch eine elektrisch betriebene 6 kW Heizkammer II. Mit der Heizkammer II kann der Nebenmassenstrom auf eine gewünschte Temperatur von bis zu 200°C eingeregelt werden, was in praxi der Temperatur des Abgasmassenstromes entspricht.

Nachdem beide Teilströme die Vermischungsstelle passiert haben, durchströmen sie den Radialverdichter des Turboladers und die anschließende Abluftleitung, die wie auf der Turbinenseite über einen Kamin ins Freie geführt wird. In der Abluftleitung befinden sich ebenfalls zwei Ventile (V6, V7), die über ein Steuerpult angesprochen werden können und eine weitere Möglichkeit bieten, den Durchsatz und damit den Betriebspunkt des Verdichters zu variieren.

Das eigentliche Kernstück der Anlage ist die Vermischungsstelle mit ihren anschließenden Messstellen in Messebene 3 (ME3). Die Strecke zwischen der Vermischungsstelle und der ME3 wird im Weiteren als Mischstrecke bezeichnet (siehe Abb. 3.4). Dabei wird die Distanz jeweils auf den Rohrdurchmes-

ser der Frischluftleitung bezogen. Dieser Bereich ist konstruktiv so gestaltet, dass es möglich ist, unterschiedliche Mischergeometrien einzusetzen. Ebenso kann die Anlage so umgebaut werden, dass sie ohne Nebenmassenstrom betrieben wird. Dies ist nötig, um eine gerade, ungestörte Zuströmung und eine reine Krümmerströmung zu vermessen. Um die Bestimmung der einzelnen Größen zu vereinfachen sind bis auf ME3 alle Messebenen so gewählt, dass von ausgemischten Strömungen ausgegangen werden kann. In ME1 und ME2 werden \dot{m} , p_{stat} , T_{tot} der jeweiligen Teilströme erfasst. In ME3 werden die Geschwindigkeits-, Totaldruck- und Totaltemperaturverteilung in der Verdichterzuströmung bestimmt. ME4 hingegen liegt im Diffusor des Verdichters, in der die Totaltemperaturverteilung in Umfangsrichtung gemessen wird. Die Zustandssgrößen p_{stat} , T_{tot} am Austritt des Verdichters werden in ME5 ermittelt.

3.2. Messtechnik

Mit der ausgewählten Messtechnik sollen die aus verschiedenen Mischergeometrien resultierenden Zuströmbedingungen des Verdichters untersucht werden. Ebenso soll die sich daraus ergebende Beeinflussung des Verdichterbetriebsverhaltens bestimmt werden. Diese Ergebnisse dienen unter anderem der Validierung der numerischen Simulation. Die verwendete Messtechnik und die einzelnen Messstellen werden im Folgenden beschrieben.

3.2.1. Fünflochsondenmessungen

Die durchgeführten Druckmessungen mit einer Fünflochsonde (FLS) dienen der Bestimmung der zeitlich gemittelten Strömungsgrößen in der Eintrittsebene (ME3) des Verdichters. Die Anordnung der fünf Druckbohrungen im Sondenkopf ermöglicht die Bestimmung des Totaldrucks, des statischen Drucks, des Geschwindigkeitsbetrags sowie der Richtung des Geschwindigkeitsvektors. Somit ist eine vollständige Beschreibung der dreidimensionalen Strömungsverhältnisse möglich. Da es sich bei FLS-Messungen um ein intrusives Verfahren handelt, wurde Wert auf die Verwendung möglichst kleiner Sonden gelegt, so dass die Beeinflussung durch die Sonde so gering wie möglich gehalten wurde. Die Sonde setzt sich aus fünf einzelnen Röhrchen mit je $D=0,45$ mm zusammen, die am Sondenkopf mit 30° pyramidenförmig angeschliffen und mit Hartlot überzogen sind. Damit ergibt sich ein maximaler Sondenkopfdurchmesser von ca. 1,64 mm. Der Sondenkopf ist so positioniert, dass die Lage der mittleren Bohrung bei einer Dre-

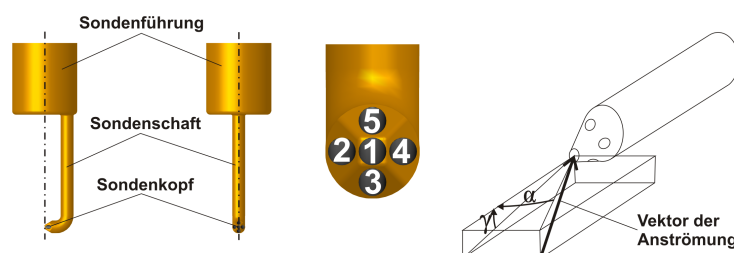


Abbildung 3.2.: Fünflochsonde (links), Winkeldefinition (rechts)

hung der Sonde um die eigene Achse unverändert bleibt. Die restlichen Bohrungen sind kreuzförmig auf dem Sondenkopf angeordnet (Abb. 3.2). Die Drücke an den jeweiligen Druckbohrungen werden einzeln erfasst. Das Prinzip der FLS beruht auf der Tatsache, dass quer angeströmte Bohrungen einen geringeren Druck aufweisen als senkrecht angeströmte Bohrungen. Anhand der Druckverteilung über die fünf Bohrungen lassen sich somit die oben genannten Größen ermitteln. Dafür ist es notwendig die FLS zuvor zu kalibrieren.

Die Kalibration erfolgte an einem Freistrahls bei einer festgelegten Strömungsgeschwindigkeit. Um Machzahl- und Reynoldszahleinflüsse zu minimieren, wurde bei den zu erwartenden Strömungsgeschwindigkeiten ($Ma < 0,3$) kalibriert. Dazu wurden für unterschiedliche Kippwinkel γ und Schwenkwinkel α die anliegenden Drücke erfasst. Die Winkel wurden im vorliegenden Fall zwischen $\pm 30^\circ$ in 2° -Schritten variiert. Nach der Kalibration entsteht eine Matrix mit Messwerten, mit der sich jeder eingestellten Winkelkombination eine bestimmte Druckverteilung zuordnen lässt. Mithilfe eines Auswerteverfahrens von Rubner et al. [84] können anschließend Kalibrationsfunktionen bestimmt werden, die einen eindeutigen mathematischen Zusammenhang zwischen der Druckverteilung und den Messgrößen herstellen. Dies geschieht unter Verwendung der Gl. 3.1, die aus den gemessenen Drücken fünf unabhängige Kennzahlen $Q_{1..5}$ ermitteln. Mit diesen Kennzahlen lassen sich fünf unabhängige funktionale Abhängigkeiten (Gl. 3.2) definieren, die sich in Form von Kalibrationsdiagrammen darstellen lassen (Abb. 3.3). Für jede dieser Abhängigkeiten wird ein Polynom 6. Grades gebildet.

$$\begin{aligned} Q_1 &= \frac{p_4 - p_2}{p_1 - p_{stat}} & Q_2 &= \frac{p_5 - p_3}{p_1 - p_{stat}} & Q_3 &= \frac{p_1 - p_{stat}}{p_{tot} - p_{stat}} \\ Q_4 &= \frac{p_1 - p_4}{p_{tot} - p_{stat}} & Q_5 &= \frac{p_1 - p_2}{p_{tot} - p_{stat}} \end{aligned} \quad (3.1)$$

$$\begin{aligned} \alpha &= f_1(Q_1, Q_2) & \gamma &= f_2(Q_1, Q_2) & Q_3 &= f_3(\alpha, \gamma) \\ Q_4 &= f_4(\alpha, \gamma) & Q_5 &= f_5(\alpha, \gamma) \end{aligned} \quad (3.2)$$

Die Erfassung der einzelnen Drücke erfolgte mit einem PSI-9016 Mehrkanal-Druckscanner mit einem Messbereich von 2 PSI, der eine simultane Aufnahme aller Drücke ermöglicht. Der Messfehler des Scanners beträgt max. 0,15% des Messbereichendwertes. Die Einzelfehler der Messgeräte, die Interpolationsfehler und die resultierenden Fehler aus einer möglichen Veränderung der Umgebungsbedingungen während der Messung sind in Tab. 3.1 aufgeführt.

Die Traversierung der FLS und auch der Thermosonde in ME3 erfolgte mit einer eigens angefertigten Traversiereinrichtung (Abb. 3.4(a)), die im Wesentlichen aus drei Teilen besteht. Zu nennen ist hier die eigentliche Sondenhalterung, die die Messsonden aufnimmt und über eine Verfahreinrichtung in der Lage ist, die Sonden radial zu verfahren. Diese Sondenhalterung ist an einem inneren Ring befestigt, der in einem weiteren äußeren Ring gelagert ist. Der innere Ring kann somit verdreht werden, wodurch sich die Sondenhalterung über den Umfang verfahren lässt. Über die Stangen der Sondenhalterung wird die Drehbewegung auf das Messrohr in der Zuströmung des Verdichters übertragen, welches sich dann mitdreht. In diesem Messrohr befindet sich der Zugang für die jeweiligen Messsonden in die Zuströmung

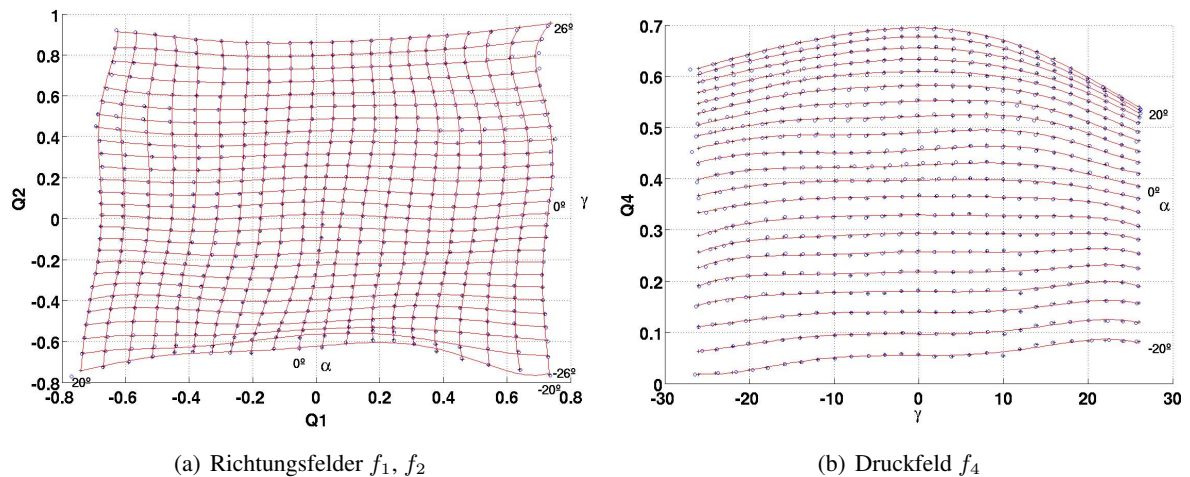


Abbildung 3.3.: Kalibrationsfeld der Fünflochsonde

Fehlerart	α in °	γ in °	p_{tot} in Pa	p_{stat} in Pa	c in m/s
Interpolationsfehler Auswertung	$\pm 0,63$	$\pm 1,19$	$\pm 55,6$	$\pm 88,52$	$\pm 0,77$
Messgenauigkeit Scanner $\pm 10 Pa$	$\pm 0,32$	$\pm 0,43$	$\pm 18,11$	$\pm 16,08$	$\pm 0,46$
Umgebungstemperatur $\pm 2K$	-	-	-	-	$\pm 0,22$
Gesamtfehler	$\pm 0,95$	$\pm 1,62$	$\pm 73,71$	$\pm 104,6$	$\pm 1,45$

Tabelle 3.1.: Messfehler der Fünflochsondenmessung

des Verdichters (Abb. 3.4). Das Messrohr und der Zugang sind mittels X-Ringen gegen die Umgebung abgedichtet. Die gesamte Traversiereinrichtung ist verstellbar auf einem Tisch befestigt, der selbst zusätzlich in der Höhe verstellbar ist. Somit ist eine genaue Ausrichtung der Traversiereinrichtung zum Turbolader gewährleistet. Mithilfe dieser Einrichtung ist es demnach möglich, die komplette Eintritts-

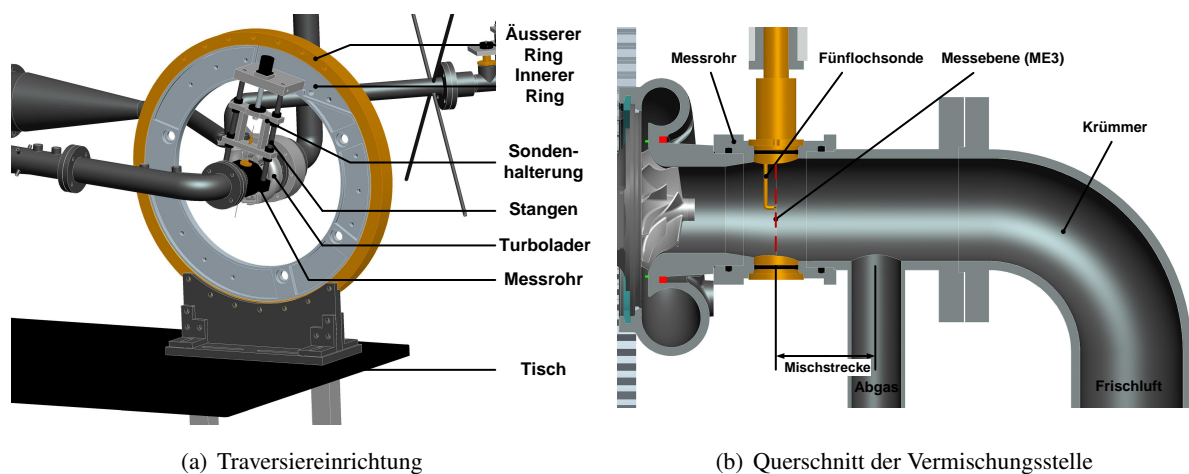


Abbildung 3.4.: Messstelle (ME3)

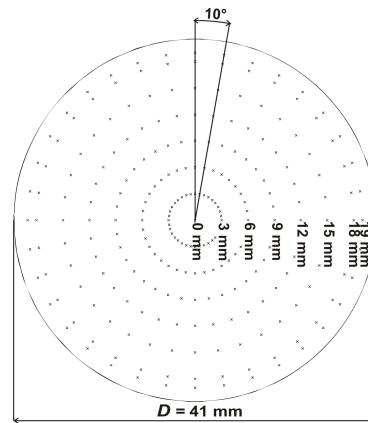


Abbildung 3.5.: Messraster in ME3

sebene des Verdichters (ME3) zu vermessen. Bei den nachfolgend beschriebenen Messungen wurde das in Abb. 3.5 gezeigte Messraster verwendet.

3.2.2. Temperaturmesstechnik

Die Messung der Temperatur ist in mehrfacher Hinsicht notwendig. Zum einen wurde die Totaltemperatur für die Kennfeldmessungen des Verdichters benötigt. Zum anderen wurde mit einer speziell angefertigten Zylindersonde die Totaltemperaturverteilung in der ME3 vermessen.

Durch jedwede Aufstauung von Strömungen - wie es zum Beispiel an einer Temperatursonde der Fall ist - wird die in ihr enthaltene kinetische Energie in Wärme umgewandelt. Gemäß dem 1. Hauptsatz der Thermodynamik ergibt sich daraus zusammen mit der statischen Temperatur eine Gesamt- bzw. Totaltemperatur (Gl. 3.3). Messtechnisch ließe sich die statische Temperatur nur mithilfe eines Sensors, der sich mit der Strömung bewegt, bestimmen.

$$T_{tot} = T_{stat} + \frac{c^2}{2c_p} \quad (3.3)$$

Infolge unvollständiger Aufstauung der Strömung am Sensor, des schlechten Wärmeübergangs zwischen Fluid und Sensor, wie auch Wärmeableitungs- und Strahlungsmessfehlern misst die Sonde eine Temperatur, die zwischen der statischen und der totalen Temperatur liegt. Der dynamische Anteil $c^2/2c_p$, der von der Temperatursonde erfasst wird, wird durch den sog. Recovery-Faktor r bestimmt.

$$T_{tot} = T_{stat} + r \frac{c^2}{2c_p} \quad (3.4)$$

Der Recoveryfaktor kann zwischen $r=1$ (vollständig aufgestaut) und $r=0$ (reale statische Temperatur) liegen. Der Wert von r ist dabei stark von der Sondenbauform abhängig und kann mithilfe der Prandtl-



Abbildung 3.6.: Zylindersonde zur Temperaturmessung

Zahl $\sqrt[3]{Pr} \leq r \leq \sqrt{Pr}$ abgeschätzt werden [8].

Zur Messung der Totaltemperaturverteilung in ME3 wurde eine Zylindersonde, wie sie von Eck [25] vorgeschlagen wurde, verwendet. Ursprünglich wurde sie als Totaldrucksonde ausgelegt. Sie zeichnet sich durch ihren geringen Platzbedarf und ihre sehr geringe Richtungsempfindlichkeit aus. Bei entsprechender konstruktiver Gestaltung der Sonde kann erreicht werden, dass in einem Winkelbereich von $\pm 20^\circ$ die Messgröße unabhängig ($\Delta p/p \leq 1\%$) vom Anströmwinkel ist. Für Messungen an Turboladern wurde eine ähnliche Sonde bereits von Awaad eingesetzt [3].

Die zylindrische Sonde besteht aus einem Edelstahlröhrchen mit $D=1$ mm und einer Wandstärke von $S=0,2$ mm. Das eingesetzte Thermoelement ($D=0,5$ mm) sitzt dabei direkt hinter einer Bohrung mit $D=0,6$ mm (Abb. 3.6). Die freiliegende Spitze des Thermoelements ermöglicht eine optimale Umströmung der Messperle und eine sehr geringe Ansprechzeit. Um die Richtungsunempfindlichkeit zu erreichen, sind die Eintrittsbohrungen entgratet und angefasst. Das Thermoelement ist mit einem Harz und einer entsprechenden Hülse im Edelstahlröhrchen befestigt. Um die Wärmeableitungsfehler so gering wie möglich zu halten, wurde das Harz soweit als möglich in das Röhrchen zwischen Rohrwand und Thermoelement eingebracht. Damit ein geringer Fluidaustausch mit der Umgebung möglich ist, ist auf der gegenüberliegenden Seite eine weitere Bohrung ($D=0,3$ mm) angebracht. Somit ist die Sonde schnell in der Lage, Temperaturänderungen zu folgen, wodurch sich die Ansprech- und Messdauer deutlich reduziert [34, 3]. Die Traversierung erfolgt mit der Einrichtung aus Kap. 3.2.1.

Die Messung der Totaltemperatur in ME1 und ME2 erfolgte ebenfalls mit Thermoelementen ($D=1$ mm), die radial in die Strömung eingebracht sind. Die Bestimmung der Temperatur nach dem Verdichter (ME5)

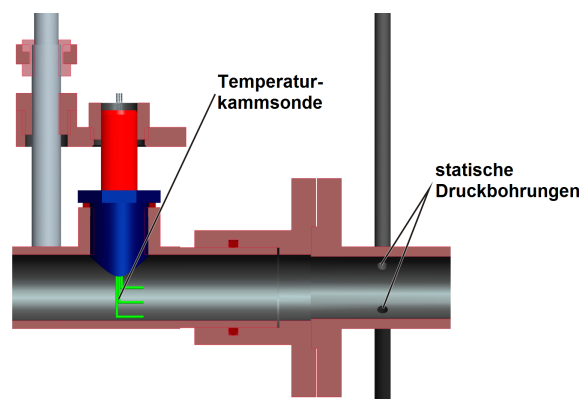


Abbildung 3.7.: Temperaturmessung in der Verdichterabströmung (ME5)

erfolgte mit einer Kammsonde, die aus drei Zacken besteht, die jeweils 3 mm voneinander entfernt sind (Abb. 3.7). Die Thermoelemente ($D=0,5$ mm) sind hierfür jeweils in einem Edelstahlröhrchen befestigt. Die Kammsonde wiederum ist an einer manuell verstellbaren Traversiereinrichtung befestigt, die es ermöglicht, den gesamten Querschnitt der Messebene zu vermessen. Ziel war es zu prüfen, inwieweit in ME5 die Temperaturverteilung noch immer Inhomogenitäten aufweist, die bei der korrekten Bestimmung der Totaltemperatur am Austritt berücksichtigt werden müssen. In der Arbeit von Schneider [86] und auch Jastrow [51] konnte jedoch gezeigt werden, dass an dieser Stelle die Temperatur annähernd homogen über den Querschnitt verteilt ist.

Ebenfalls mit dem Hintergrund die Temperaturverteilung und damit mögliche Inhomogenitäten zu bestimmen, sind nach dem Verdichter im Diffusor (ME4) zwölf über den Umfang verteilte Thermoelemente ($D=0,5$ mm) angebracht (Abb. 3.8). Diese ragen bis zur Hälfte in den Diffusor und können je nach Bedarf ein- und ausgebaut werden.

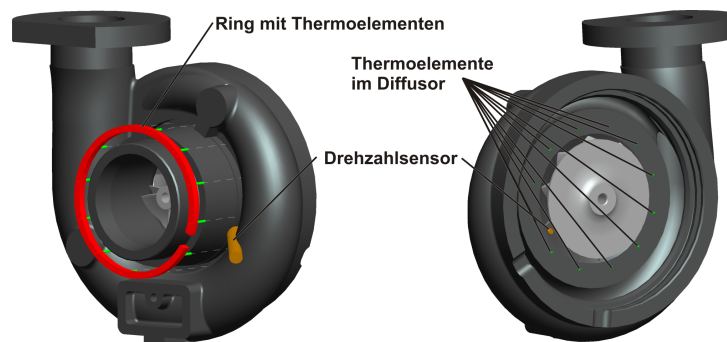


Abbildung 3.8.: Temperaturmessung im Diffusor

Für alle Temperaturmessungen wurden Mantelthermoelemente vom Typ K Klasse I verwendet. Die Messdatenerfassung erfolgt mittels eines Temperaturwandler-Moduls des Typs NI 9211 der Firma National Instruments, das eine interne Kompensationsschaltung (Brückenschaltung) besitzt. Diese Module sitzen in einem modularen Multifunktions-Wandler des Typs CompactDAQ 9172 der Firma National Instruments, der über eine USB-Schnittstelle direkt mit dem Messrechner verbunden ist.

Eine Kalibration der gesamten Messkette (Thermoelement inklusive Temperaturwandler-Modul NI 9211) in den untersuchten Temperaturbereichen ergab einen maximalen Fehler von 0,9 K. Hinzu kommt noch ein zusätzlicher Fehler, der auf 0,1 K geschätzt wird. Darin sind Wärmeleitungs-, Strahlungs- und Geschwindigkeitsfehler enthalten. Somit ergibt sich ein maximaler Fehler von ± 1 K.

3.2.3. Druckmessungen

In den Messebenen ME1, ME2 und ME5 wird ausschließlich der statische Druck gemessen. Dazu wurden senkrecht zur Rohrwandung vier scharfkantige Druckbohrungen ($D=0,6$ mm), die gleichmäßig über den Umfang verteilt sind, angebracht. An ME1 und ME2 sind diese aufgrund der rotationsymmetrischen Strömung über eine Ringleitung miteinander verbunden, so dass der mittlere Druck in der entsprechenden Messebene direkt erfasst wurde. Angesichts der drallbehafteten Strömung in ME5 wurden, um eine

gegenseitige Beeinflussung der Druckbohrungen zu vermeiden, die vier Messstellen einzeln erfasst und anschließend arithmetisch gemittelt. Der Totaldruck wurde aus dem statischen Druck und der mittleren Geschwindigkeit, die sich aus dem gemessenen Massenstrom ergibt, berechnet.

Die Erfassung der Druckbohrungen erfolgte ebenfalls mit einem NetScanner des Typs 9016 der Firma Pressure Systems (vgl. Kap. 3.2.1). Der NetScanner wertet intern die piezoresistiven Sensoren aus und wandelt die Spannungswerte in Drücke um. Diese können über eine eingebaute TCP/IP6-Schnittstelle vom Messrechner über das Netzwerk gleichzeitig abgerufen werden. Für die ME1 und ME2 hat der PressureScanner einen Messbereich von ± 15 PSI, für die ME5 einen Bereich von ± 60 PSI. Der Fehler beträgt jeweils $\pm 0,05\%$ des Messbereichendwertes.

3.2.4. Massenstrombestimmung

Die Massenstrombestimmung erfolgte mittels eines Thermischen Strömungssensors TA der Firma Hönzsch in den beiden Teilsträngen (ME1, ME2). Die Sensoren sitzen vor den eigentlichen Messebenen, so dass eine ausreichende Einlauf- bzw. Auslaufstrecke gewährleistet ist. Aufgrund der zulässigen Betriebstemperatur der verwendeten Sensoren sitzt der Strömungssensor im Nebenmassenstrom vor der elektrischen Heizkammer II. Das Messprinzip beruht auf dem Wärmetransport von einem erwärmten Körper in das umgebende Medium, der abhängig von der Relativgeschwindigkeit zwischen den beiden ist. Im vorliegenden Fall arbeiten die Sensoren nach der „Aufwärmemethode“, d.h. der Sensor besteht aus einem elektrisch erwärmten Ni-Widerstand, der die Temperatur des Fluides erhöht und einem Ni-Widerstand zur Bestimmung dieser Fluidtemperatur. Die Fluidtemperatur und die Temperaturdifferenz zwischen dem erwärmten Ni-Widerstand und der Fluidtemperatur sind ein Maß für die Strömungsgeschwindigkeit. Ausgelegt wurden die beiden Sensoren für die jeweils zu erwartenden Massenstrombereiche der beiden Teilströme (Hauptmassenstrom 0...324 kg/h, Nebenmassenstrom 0...108 kg/h).

Die Strömungssensoren wandeln intern die Größen in ein Standardstromsignal zwischen 4 mA und 20 mA um. Um die Übergabe der gemessenen Massenströme an die Massenstromregler (Kap. 3.1) zu gewährleisten, ist ein weiterer Spannungswandler (0...10 V) zwischengeschaltet. Dieses Signal wird mit einem Spannungsmodul des Typs NI 9215 der Firma National Instruments per USB-Schnittstelle in den Messrechner eingelesen. Die kalibrierten Strömungssensoren weisen einen maximalen Fehler von $\pm 0,8\%$ des Messwertes auf.

3.2.5. Drehzahlmessung

Zur Drehzahlerfassung wurde der Drehzahlsensor DZ 135 der Firma Micro-Epsilon Messtechnik GmbH & Co. KG verwendet (Abb. 3.8). Dieser Sensor besteht aus einem Dauermagneten und einer von einem hochfrequenten Wechselstrom durchflossenen Spule und arbeitet nach dem induktiven Prinzip. Der Wechselstrom erzeugt dabei ein elektromagnetisches Spulenfeld, welches im leitfähigen Messobjekt (Verdichterlaufrad) Wirbelströme induziert. Diese Wirbelströme erzeugen ihrerseits elektromagnetische Felder, die mit dem Spulenfeld interagieren und eine Veränderung des Wechselstromwiderstandes der

Spule bewirken. So verursacht jede am Sensor vorbeilaufende Verdichterschaukel eine Veränderung des Wechselstromwiderstandes der Spule, die sich erfassen lässt. Das Gerät gibt entsprechend einer vorgegebenen Schaukelanzahl bei jeder vollen Umdrehung des Laufrades ein digitales Rechtecksignal aus, das über ein Digitalsignal-Wandler-Modul des Typs NI 9401 der Firma National Instruments mittels einer USB-Schnittstelle an den Messrechner geleitet wird. Über eine Auswerterroutine kann mithilfe dieses Rechtecksignals die Drehzahl des Laufrades bestimmt werden. Der Fehler der Drehzahlerfassung, welcher sich maßgeblich aus der Betriebspunktschwankung des Turboladers während der Messung ergibt, wird mit 1% des Messwertes angenommen.

3.3. Fehlerbetrachtung

Die Messung physikalischer Größen ist stets fehlerbehaftet. Grundsätzlich wird hierbei zwischen zwei Fehlerarten unterschieden, aus denen sich der Gesamtfehler zusammensetzt. Die erste Art sind die „systematischen Fehler“. Diese zeigen sich dadurch, dass bei wiederholten Messungen an einer vermeintlich gleich bleibenden Größe die Ergebnisse der Einzelmessungen um eine reproduzierbare Differenz von einem als wahr angenommenen Wert der Messgröße abweichen. Diese Differenz kann über den gesamten Messbereich unterschiedlich groß sein. Charakteristisch ist jedoch, dass dieser Fehler reproduzierbar und damit auch korrigierbar ist. Die zweite Art sind die „zufälligen Fehler“, die sich dadurch zeigen, dass bei wiederholten Messungen an einer vermeintlich gleich bleibenden Größe die Ergebnisse der Einzelmessung um einen Mittelwert (Gl. 3.5) streuen. Die zufälligen Fehler sind nicht reproduzierbar und damit auch nicht korrigierbar. Die Streuung der Messergebnisse ist nur mit statistischen Mitteln beschreibbar. Dabei wird in der Regel von einer Normalverteilung der Messwerte um den entsprechenden Mittelwert \bar{Y} ausgegangen [44].

$$\bar{Y} = \frac{1}{n} \cdot \sum_{i=1}^n Y_i \quad (3.5)$$

In dieser Arbeit wird sich aus nachfolgend noch dargestellten Gründen ausschließlich auf den zufälligen Fehler konzentriert. Zum einen ist hier zu nennen, dass im Bereich der Abgasturbolader noch keine Norm bzw. Standardisierung der Kennfeldmessung existiert. Eine Folge davon ist, dass für ein und denselben Turbolader an verschiedenen Prüfständen unterschiedliche Kennfelder gemessen werden können. Die Vergleichbarkeit leidet unter anderem an den ungleichen An- bzw. Abströmbedingungen, der unterschiedlichen Messstellenanordnung sowie der nicht einheitlichen Messtechnik. Ebenso sind die unterschiedlichen Wärmeströme zu nennen, die sich innerhalb des Turboladers und mit der Umgebung einstellen, so dass nicht mehr von adiabaten Systemen ausgegangen werden kann. Diese Randbedingungen führen zu nicht quantifizierbaren systematischen Fehlern, die wesentlich die Bestimmung des isentropen Wirkungsgrades (Gl. 2.4) beeinflussen. Diese Problematik wird in der Literatur oft diskutiert, ohne jedoch bisher eine allgemeingültige Lösung zu finden (siehe auch Kap. 7.3.1). Maßgeblich für die sich ungleich einstellenden und damit nur schwer vergleichbaren Wärmeströme sind vor allem die nicht definierten Fluidtemperaturen am Turbineneintritt, die das Temperaturgefälle über den Lader wesentlich

bestimmen. Bedeutender für die Beschränkung auf den zufälligen Fehler ist jedoch die Tatsache, dass in dieser Arbeit hauptsächlich die Unterschiede zwischen den einzelnen untersuchten Konfigurationen betrachtet werden. Für diese so genannte Delta-Betrachtung ist der systematische Fehler ohne Bedeutung und ausschließlich eine gute Reproduzierbarkeit der Ergebnisse entscheidend. Die Vernachlässigung des systematischen Fehlers ist jedoch nur gerechtfertigt, wenn stets die gleiche Anlage mit der gleichen Messtechnik und den gleichen Randbedingungen verwendet wird, worauf im vorliegenden Fall immer genauestens geachtet wurde.

Zur Beurteilung der Zuverlässigkeit bzw. der Güte der Messwerte einer Messreihe kann die empirische Standardabweichung (Gl. 3.6) herangezogen werden. Sie ist ein Maß für den mittleren zu erwartenden Fehler der Einzelmessung und bestimmt den Bereich, innerhalb dessen der wahre Wert mit einer bestimmten statistischen Sicherheit liegt. Eine dreifache Standardabweichung (3σ) besagt, dass der einzelne Messwert mit einer Wahrscheinlichkeit von 99,7% im Bereich $\bar{Y} \pm 3\sigma$ liegt. Darüber hinaus lässt sich sagen, dass der wahre Wert mit einer Wahrscheinlichkeit von 99,7% innerhalb des Vertrauensintervalls von $\bar{Y} \pm 3\sigma t/\sqrt{n}$ liegt. Diese Aussage ist somit ein Maß für die Güte der Schätzung des wahren Wertes durch den Mittelwert. Dabei berücksichtigt der Faktor t die Unsicherheit der Standardabweichung und ergibt sich in Abhängigkeit von der Anzahl der Einzelmessungen und dem gewünschten Vertrauensniveau [44]. Zur Erreichung einer gleichbleibenden Standardabweichung bei zunehmender Anzahl der Messdaten und um von einer statistisch unabhängigen Messung auszugehen, beträgt die Anzahl der aufgenommenen Messwerte stets ≥ 200 ($t=3,0$).

$$\sigma = \sqrt{\frac{1}{n-1} \cdot \sum_{i=1}^n (Y_i - \bar{Y})^2} \quad (3.6)$$

Die im Rahmen dieser Arbeit betrachteten wichtigen Größen Wirkungsgrad und Totaldruckverhältnis werden nicht direkt erfasst. Sie werden aus mehreren, fehlerbehafteten Messwerten errechnet, so dass das resultierende Messergebnis ebenfalls fehlerbehaftet ist. Mit der Gaußschen Fehlerfortpflanzung (Gl. 3.7) kann berechnet werden, wie groß der zu erwartende resultierende Fehler eines aus fehlerbehafteten Messwerten errechneten Messergebnisses ist. Dabei ist $\partial f/\partial x_j$ die partielle Ableitung der Funktion nach den jeweiligen Messgrößen und σ_j die Standardabweichungen der entsprechenden Messgröße.

$$3\sigma_Y = \sqrt{\sum_{j=1}^k \left(\frac{\partial f}{\partial x_j} 3\sigma_j \right)^2} \quad (3.7)$$

In Tab. 3.2 sind die Standardabweichungen der einzelnen Messgrößen und der resultierenden Größen Wirkungsgrad und Totaldruckverhältnis für die verschiedenen untersuchten Konfigurationen aufgeführt. Die Standardabweichungen sind dabei auf den jeweiligen Mittelwert bezogen und über eine Kennlinie gemittelt. In Tab. 3.3 sind die maximalen Standardabweichungen bezogen auf den jeweiligen Mittelwert bei einer Kennlinienmessung aufgeführt. Die mittleren als auch die maximalen Schwankungen bewegen sich dabei in einem tolerierbaren Bereich.

	$T_{tot,1}$	$T_{tot,2}$	$T_{tot,5}$	$p_{stat,1}$	$p_{stat,2}$	$p_{stat,5}$	\dot{m}_1	\dot{m}_2	n	η	Π
REF	0,05	-	0,03	0,27	-	0,2	0,36	-	0,04	0,58	0,24
KR	0,04	-	0,02	0,27	-	0,16	0,32	-	0,06	0,61	0,24
SEK AGR1	0,03	0,05	0,02	0,21	0,27	0,15	0,39	0,59	0,09	0,56	0,23
SEK AGR2	0,03	0,04	0,02	0,2	0,2	0,16	0,44	0,63	0,06	0,47	0,19
SEK AGR3	0,03	0,04	0,02	0,21	0,21	0,16	0,46	0,68	0,07	0,51	0,2
RAD AGR1	0,03	0,05	0,03	0,19	0,18	0,16	0,41	0,57	0,7	0,44	0,17
RAD AGR2	0,03	0,05	0,03	0,22	0,2	0,18	0,4	0,57	0,07	0,5	0,21
RAD AGR3	0,03	0,05	0,02	0,21	0,21	0,15	0,37	0,69	0,06	0,51	0,36
BM AGR1	0,04	0,05	0,03	0,18	0,16	0,19	0,39	0,65	0,09	0,43	0,18
BM AGR2	0,03	0,05	0,03	0,18	0,18	0,16	0,47	0,69	0,07	0,43	0,18
BM AGR3	0,04	0,05	0,03	0,19	0,19	0,17	0,4	0,73	0,08	0,47	0,19

Tabelle 3.2.: Mittlere Standardabweichung in %

	$T_{tot,1}$	$T_{tot,2}$	$T_{tot,5}$	$p_{stat,1}$	$p_{stat,2}$	$p_{stat,5}$	\dot{m}_1	\dot{m}_2	n	η	Π
REF	0,06	-	0,05	0,54	-	0,7	0,8	-	0,1	1,19	0,57
KR	0,05	-	0,03	0,52	-	0,27	0,74	-	0,09	1,12	0,52
SEK AGR1	0,04	0,06	0,03	0,72	1,82	0,24	0,68	0,93	0,46	2,5	1,17
SEK AGR2	0,04	0,06	0,03	0,32	0,4	0,3	0,74	1,0	0,12	0,78	0,37
SEK AGR3	0,04	0,06	0,03	0,31	0,28	0,26	0,69	1,3	0,12	0,8	0,37
RAD AGR1	0,05	0,05	0,07	0,32	0,58	0,22	0,76	0,68	0,17	0,97	0,44
RAD AGR2	0,05	0,06	0,05	0,34	0,5	0,31	0,73	0,99	0,13	0,97	0,35
RAD AGR3	0,04	0,06	0,03	0,33	0,4	0,25	0,68	1,14	0,07	0,91	0,36
BM AGR1	0,05	0,07	0,06	0,52	0,57	0,44	0,92	0,94	0,26	1,24	0,61
BM AGR2	0,04	0,06	0,04	0,3	0,33	0,27	0,76	1,75	0,11	0,84	0,4
BM AGR3	0,05	0,07	0,05	0,26	0,3	0,23	0,83	1,52	0,14	0,72	0,33

Tabelle 3.3.: Maximale Standardabweichung in %

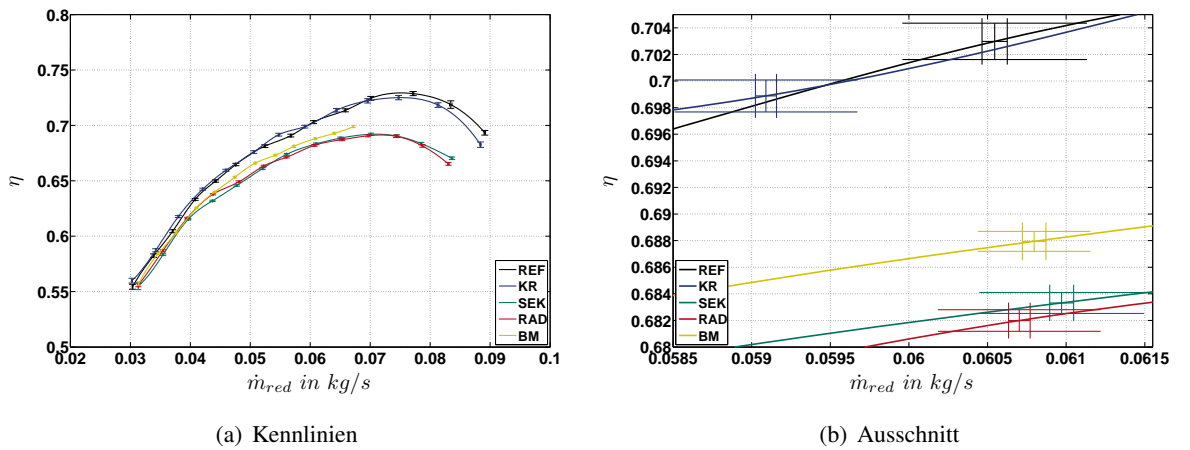


Abbildung 3.9.: Fehlerbalken der Wirkungsgradkennlinien für AGR1

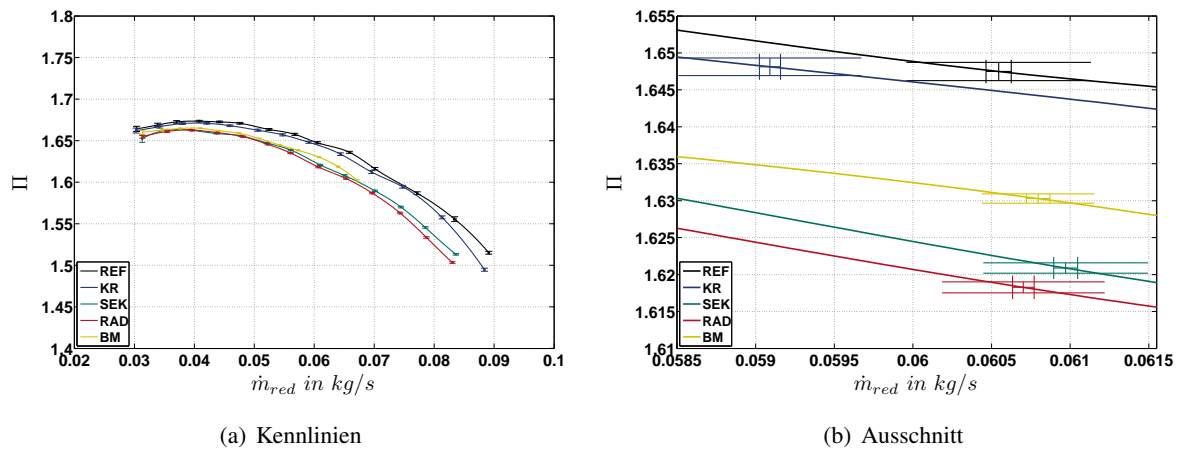


Abbildung 3.10.: Fehlerbalken der Totaldruckverhältniskennlinien für AGR1

In Abb. 3.9 und 3.10 sind darüber hinaus die tatsächlichen Fehlerbalken für alle einzelnen Betriebspunkte dargestellt. Exemplarisch sind hier die Kennlinien für die gerade, ungestörte Zuströmung, die Krümmierzuströmung und die Mischerkonfigurationen für AGR1 aufgezeigt. Da die Fehlerbalken sehr klein sind, sind zur Verdeutlichung Teilausschnitte dargestellt. Abschließend lässt sich damit festhalten, dass die Messgenauigkeit trotz der teilweise sehr geringen Unterschiede zwischen den einzelnen untersuchten Konstellationen ausreichend genau ist, um eine verlässliche Delta-Betrachtung durchzuführen.

3.4. Verdichter

Bei dem untersuchten Verdichter handelt es sich um einen typischen Radialverdichter, wie er in Diesel-Pkw-Anwendungen (ca. 100 kW Motorleistung) eingesetzt wird. Die wichtigsten Geometriedaten sind nachfolgend aufgeführt.

Schaufelanzahl	5 Haupt- + 5 Splitterschaufeln
Nabenverhältnis	0,18
Schaufel	rückwärts gekrümmt
Diffusor	unbeschaufelt

Tabelle 3.4.: Geometrie des Radialverdichters

4. Numerische Grundlagen

Im Nachfolgenden Kapitel werden die strömungsmechanischen Erhaltungsgleichungen und die für die numerische Strömungssimulation einer Turbomaschine notwendigen Verfahren und Modelle vorgestellt. Dies beinhaltet eine Diskussion der verwendeten Turbulenzmodelle und der damit unweigerlich verbundenen Wandbehandlung. Im Anschluss daran werden die Simulationenmethoden für rotierende Maschinen und die möglichen Fehlerquellen dargestellt. Das Kapitel schließt mit der Beschreibung der Vernetzung der Modelle und den gewählten Randbedingungen.

Die in dieser Arbeit durchgeführten numerischen Simulationen erfolgten mit dem auf der Finite-Volumen-Methode basierenden kommerziellen CFD-Code (Computational Fluid Dynamics) Fluent 6.3.

4.1. Grundlagen

4.1.1. Grundgleichungen der Strömungsmechanik

Bei den Betrachtungen wird die Kontinuumshypothese vorausgesetzt. Dabei wird angenommen, dass das Fluid kontinuierlich verteilt ist und die Dichte, wie auch alle anderen Fluideigenschaften, eine stetige Funktion des Ortes und der Zeit ist. Technische Strömungen lassen sich somit mathematisch vollständig durch die Erhaltungsgleichungen für Masse (Gl. 4.1), Impuls (Gl. 4.2) und Energie (Gl. 4.3) in der Eulerschen Betrachtungsweise beschreiben:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i} (\rho u_i) = 0 \quad (4.1)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho u_i) + \frac{\partial}{\partial x_j} (\rho u_i u_j) = -\frac{\partial p}{\partial x_i} - \frac{\partial}{\partial x_j} \tau_{ij} + \rho f_i \quad (4.2)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho h_t) + \frac{\partial}{\partial x_i} (\rho u_i h_t) = \frac{\partial p}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} (\tau_{ij} u_i) - \frac{\partial q_i}{\partial x_i} + \rho u_i f_i \quad (4.3)$$

Gleichung 4.2 wird dabei als Navier-Stokes-Gleichung bezeichnet. Häufig wird jedoch auch das gesamte Gleichungssystem 4.1-4.3 so bezeichnet.

Der Wärmestromvektor q_i in Gl. 4.3 kann mithilfe des Fourierschen Wärmeleitungsgesetzes bestimmt

werden. Zur vollständigen Beschreibung des Systems müssen noch die thermische und kalorische Zustandsgleichung, die die thermodynamischen Eigenschaften des Fluides beschreiben, bekannt sein.

$$p = p(\rho, \vartheta) \quad \text{und} \quad h = h(\rho, \vartheta) \quad (4.4)$$

Der Spannungstensor τ_{ij} wird dabei durch das Materialgesetz des verwendeten Fluides bestimmt. Abgesehen von wenigen Ausnahmen handelt sich bei den meisten technisch relevanten Fluiden um Newtonsche Fluide. In diesem Fall besteht zwischen dem Deformationsgeschwindigkeitstensor S_{ij} (Gl. 4.5) und dem Spannungstensor τ_{ij} (Gl. 4.6) ein linearer Zusammenhang.

$$S_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \quad (4.5)$$

Der Spannungstensor kann für Newtonsche Fluide wie folgt angegeben werden:

$$\tau_{ij} = \mu \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) - \frac{2}{3} \mu \frac{\partial u_k}{\partial x_k} \delta_{ij} \quad (4.6)$$

Darin stellt μ die molekulare Viskosität dar.

Es handelt sich hierbei um ein System nichtlinearer, gekoppelter Differentialgleichungen, das sowohl für laminare als auch für turbulente Strömungen Gültigkeit besitzt. Prinzipiell kann damit jedes stationäre und instationäre Strömungsproblem bei Kenntnis der Anfangs- und der Randbedingungen beschrieben werden. Dieses Gleichungssystem ist jedoch nur für einfache Fälle, wie z.B. die Hagen-Poiseuille-Strömung, nach entsprechenden Vereinfachungen geschlossen analytisch lösbar. Im Falle von komplexen technischen Strömungen, wie sie im zu untersuchenden Fall vorliegen, muss auf numerische Methoden zurückgegriffen werden. Für weiterführende Ausführungen bezüglich der Diskretisierung der Gleichungen nach Ort und Zeit wird an dieser Stelle auf Schäfer verwiesen [85].

Bei der Simulation der Strömungsvorgänge in Turbomaschinen werden die Bewegungsgleichungen unter anderem in einem rotierenden Bezugssystem gelöst. Hierfür müssen die durch die Rotation hervorgerufenen Beschleunigungen durch zusätzliche Terme in den Erhaltungsgleichungen berücksichtigt werden. Sobald das Relativsystem gegenüber dem Inertialsystem eine Rotation mit der Winkelgeschwindigkeit $\vec{\omega}$ ausführt, gilt mit dem Ortsvektor \vec{r} im Relativsystem für die Relativgeschwindigkeit \vec{w} und die Absolutgeschwindigkeit \vec{c} im Inertialsystem folgender Zusammenhang.

$$\vec{c} = \vec{w} + \vec{\omega} \times \vec{r} \quad (4.7)$$

Durch die Umformung der Erhaltungsgleichungen mit Gl. 4.7 entstehen gegenüber dem Inertialsystem Terme mit Scheinkräften, die als Trägheitskräfte wirken. Dies ist zum einen der Term der Zentrifugalkraft

$\rho \vec{\omega} \times (\vec{\omega} \times \vec{r})$, die stets radial nach außen gerichtet ist. Zum anderen ergibt sich der Term der Corioliskraft $\rho(\vec{\omega} \times \vec{v})$, die bei radial durchströmten Turbomaschinen entgegen der Drehrichtung in tangentialer Richtung wirkt.

4.1.2. Turbulenzmodellierung

Bei den meisten technisch relevanten Strömungsvorgängen handelt es sich um turbulente Strömungen. Wesentliches Merkmal dieser Strömungen sind die chaotischen Fluidbewegungen. So kommt es neben den Bewegungen in Hauptströmungsrichtung und den großskaligen Bewegungen auch zu kleinen räumlichen und zeitlichen stochastischen Schwankungsbewegungen. Turbulente Strömungen sind daher immer instationär und dreidimensional. Zur Beurteilung der Strömungsform wird die Reynolds-Zahl (Re-Zahl, Gl. 4.8) herangezogen. Sie stellt die Trägheitskräfte ins Verhältnis zu den Viskositäts- bzw. Zähigkeitskräften. Je größer die Re-Zahl, desto geringer ist demnach der Einfluss der Viskosität. Mithilfe der Re-Zahl kann eine Aussage über den Umschlag von laminarer in turbulente Strömung gemacht werden.

$$\text{Re} = \frac{c \cdot l}{\nu} \quad (4.8)$$

Zur vollständigen numerischen Auflösung der turbulenten Schwankungen sind sehr feine Diskretisierungen in Raum und Zeit notwendig. Zur direkten numerischen Simulation (DNS) ist das Gleichungssystem (Gl. 4.1-4.3) dann nicht mehr geeignet, da der numerische Aufwand für eine DNS direkt von der Re-Zahl abhängt. Je größer die Re-Zahl ist, desto kleiner sind die auftretenden Skalen und desto feiner muss die räumliche und zeitliche Auflösung sein. Selbst für einfachste Fälle übersteigt der Aufwand die momentan verfügbaren Rechnerleistungen. Eine Möglichkeit, diesem Problem zu begegnen, ist die Grobstruktursimulation, auch „Large-Eddy-Simulation“ (LES) genannt. Hierbei werden die großskaligen Turbulenzstrukturen direkt simuliert, die kleinskaligen Strukturen, die für die Netzauflösung zu klein sind, werden dagegen modelliert. Dennoch ist die LES noch immer sehr rechenintensiv und für die praktische Anwendung nicht immer geeignet. Die Verwendung statistischer Turbulenzmodelle (Reynolds-Averaged-Navier-Stokes (RANS)) stellt hierbei einen geeigneten Weg der numerischen Berechnung derartiger Strömungen dar. Da im Rahmen dieser Arbeit ausschließlich statistische Turbulenzmodelle verwendet werden, werden nur diese näher erläutert.

Diese Modelle basieren auf dem 1895 von Reynolds vorgeschlagenen Ansatz, alle Strömungsgrößen Φ in einen mittleren Anteil $\bar{\Phi}$ und in einen fluktuierenden Anteil Φ' zu zerlegen.

$$\Phi(x_i, t) = \bar{\Phi}(x_i) + \Phi'(x_i, t) \quad (4.9)$$

Wobei der Mittelwert $\bar{\Phi}$ wie folgt bestimmt wird.

$$\bar{\Phi} = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_0^T \Phi(x_i, t) dt \quad (4.10)$$

Nach Mittelung der Gl. 4.1 und 4.2 ergeben sich folgende Ausdrücke für die Massenbilanz (Gl. 4.11) und die Impulsbilanz (Gl. 4.12).

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial (\rho \bar{u}_i)}{\partial x_i} = 0 \quad (4.11)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} (\rho \bar{u}_i) + \frac{\partial}{\partial x_j} (\rho \bar{u}_i \bar{u}_j) = & -\frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\mu \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} - \frac{2}{3} \delta_{ij} \frac{\partial \bar{u}_k}{\partial x_k} \right) \right] \\ & + \frac{\partial}{\partial x_j} \left(-\rho \overline{u'_i u'_j} \right) \end{aligned} \quad (4.12)$$

Das daraus entstehende Gleichungssystem unterscheidet sich in der Struktur nicht vom Gleichungssystem der Momentanwerte. Es erscheint lediglich ein zusätzlicher Tensor $\overline{u'_i u'_j}$, welcher die Korrelation der Schwankungsbewegungen darstellt. Dieser Tensor multipliziert mit der Dichte wird als Reynolds-Spannungstensor (RST) bezeichnet. Der Term ist eine direkte Folge der Mittelung und enthält über die Korrelationen der fluktuierenden Geschwindigkeiten die Informationen der Turbulenz, die im Mittelungsprozess verloren gegangen sind. Durch den unbekannten RST ist das Gleichungssystem nicht mehr geschlossen, was auch als „Schließungsproblem der Turbulenz“ bezeichnet wird. Dieses Problem lässt sich auch nicht durch das Aufstellen einer neuen Transportgleichung für den RST beseitigen, da in diesen Gleichungen erneut Korrelationen höherer Ordnung auftreten. Aufgrund dieser Problematik ist es notwendig den RST zu modellieren. Dabei wird der RST durch bekannte Strömungsgrößen und mithilfe empirischer Korrelationen beschrieben. Weitläufig wird dieses Vorgehen als statistische Turbulenzmodellierung bezeichnet. Durch diese Modellierung lässt sich das Gleichungssystem schließen und lösen. Hierbei wird im Wesentlichen zwischen zwei Möglichkeiten unterschieden.

- **Reynolds-Spannungs-Modelle (RSM)** Ausgangspunkt ist hierbei die exakte Bestimmung von Erhaltungsgleichungen für die einzelnen Komponenten des RST. Die dort auftretenden unbekannten Terme höherer Ordnung werden modelliert.
- **Wirbelviskositäts-Modelle** Die Modellierung des unbekannten Tensors $\overline{u'_i u'_j}$ erfolgt hierbei unter der Verwendung des Wirbelviskositätsprinzips nach Boussinesq [10].

Das Wirbelviskositätsprinzip beruht darauf, dass durch die bei der Turbulenz vorhandenen stochastischen Quer- bzw. Mischungsbewegungen ein Impulsaustausch erfolgt. Die dabei auftretenden teilelastischen Stöße zwischen den Fluidteilchen verursachen, dass mechanische Energie in Wärme dissipiert wird. Die Turbulenz bewirkt dadurch einen zusätzlichen Strömungswiderstand, eine so genannte turbulente Scheinreibung μ_t . Die turbulente Strömung verhält sich daher so, als ob sie die von einer zusätzlichen Viskosität herrührende turbulente Schubspannung zu überwinden hätte. Diese Scheinviskosität μ_t ist jedoch keine physikalische Stoffgröße, sondern als so genannte Impulsaustauschgröße maßgeblich von der Turbulenzstärke und damit vom örtlichen Strömungszustand abhängig [87]. Grundlegende Annahme dieses

Prinzips der Wirbelviskosität μ_t ist es, dass, analog zu den laminaren Schubspannungen, die turbulenten Spannungen (Reynolds-Spannungen) ebenfalls proportional zu den Deformationsgeschwindigkeiten der Strömungen sind. Diese Annahmen führen zum Gradientenfluss- bzw. Wirbelviskositätsansatz, der die Wirbelviskosität μ_t als Proportionalitätsfaktor einführt.

$$-\overline{\rho u'_i u'_j} = \mu_t \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right) - \frac{2}{3} \rho k \delta_{ij} \quad (4.13)$$

Die Größe k entspricht der turbulenten kinetischen Energie, die sich aus der Spur des Reynoldsschen Spannungstensors bestimmen lässt.

$$k = \frac{1}{2} \overline{u'_i u'_i} \quad (4.14)$$

Bei angenommenem turbulenten Gleichgewicht und Isotropie kann mithilfe der Dimensionsanalyse gezeigt werden, dass die Wirbelviskosität nur von einem charakteristischen Längenmaß \mathcal{L}_t und einem Geschwindigkeitsmaß \mathcal{U}_t abhängt (Gl. 4.15). Die Wurzel der turbulenten kinetischen Energie (Gl. 4.14) stellt ein solches typisches Geschwindigkeitsmaß dar [50].

$$\mu_t \propto \mathcal{U}_t \mathcal{L}_t \quad (4.15)$$

Das Problem der Bestimmung des unbekannten Reynoldsschen Spannungstensors hat sich folglich auf die Bestimmung der Wirbelviskosität bzw. der damit verbundenen Längen- und Geschwindigkeitsmaße verlagert. Eine Klassifizierung von Wirbelviskositätsmodellen ist durch die Anzahl der benötigten Transportgleichungen zur Bestimmung der Wirbelviskosität bzw. von \mathcal{U}_t und \mathcal{L}_t gegeben. Nullgleichungsmodelle enthalten keine zusätzlichen Differentialgleichungen für die Turbulenzgrößen, sondern ausschließlich algebraische Beziehungen. Eingleichungsmodelle beschreiben dabei die Wirbelviskosität mit nur einer die Turbulenz charakterisierenden Größe, für welche dann nur eine Transportgleichung notwendig ist. Als charakteristische Größe wird fast ausschließlich die turbulente kinetische Energie herangezogen. Sie kennzeichnet die kinetische Energie der Schwankungsgeschwindigkeiten turbulenter Strömungen. Zweigleichungsmodelle hingegen verwenden als zweite zusätzliche Größe zum Beschreiben der Wirbelviskosität meist die turbulente Dissipationsrate. Diese kennzeichnet den durch den Impulsaustausch bei den Schwankungsbewegungen ständig in Wärme umgewandelten und damit mechanisch verloren gehenden Anteil der turbulenten kinetischen Energie. Des Weiteren sind mehrere Konstanten notwendig, die sich aus analytischen Überlegungen und Experimenten ergeben. Zweigleichungsmodelle stellen hinsichtlich Aufwand und Genauigkeit einen guten Kompromiss dar. Einen Überblick und die Zuordnung der verschiedenen Turbulenzmodelle zeigt Abb. 4.1.

Standard- k - ε Modell (SKE) Das SKE-Modell ist das bekannteste und im kommerziellen Bereich meist verwendete Zweigleichungsmodell. Es wurde in seiner ursprünglichen Form bereits 1972 von Launder und Spalding vorgeschlagen [64]. Die Gründe für die trotz der bekannten Mängel häufige Anwendung

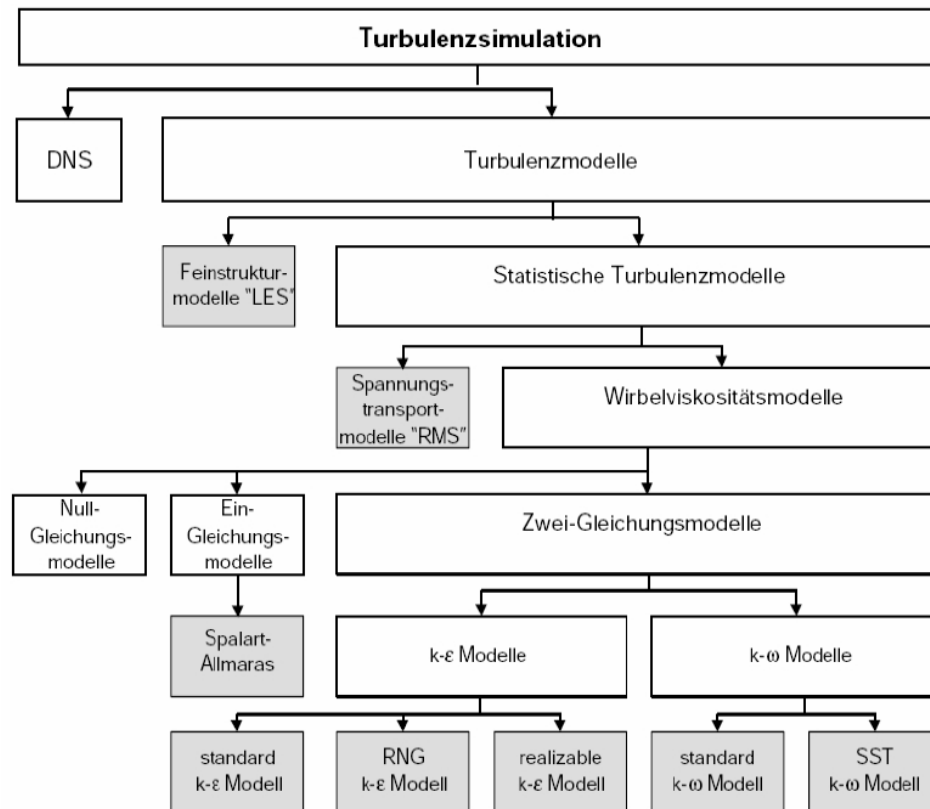


Abbildung 4.1.: Übersicht über die Turbulenzmodellierung [91]

sind sicherlich die gute numerische Stabilität, ein hoher Kosten-Nutzen-Effekt und seine gute Anwendbarkeit auf die unterschiedlichsten technischen Strömungen.

Das Standard- k - ε Modell ist ein halbempirisches Turbulenzmodell, das zur Bestimmung der Wirbelviskosität eine Gleichung für die turbulente kinetische Energie und eine für deren turbulente Dissipationsrate löst. Bei der Modellierung der einzelnen Terme wird angenommen, dass eine voll turbulente Strömung vorliegt und die Einflüsse der molekularen Viskosität vernachlässigbar sind. Aufgrund dieser Annahmen kann dieses Modell nicht sinnvoll im wandnahen Bereich eingesetzt werden. Dieses Problem wird in Kap. 4.1.3 noch ausführlicher erörtert.

Die turbulente Viskosität ergibt sich dabei nach Gl. 4.16. Darin ist C_μ eine Proportionalitätskonstante, die aus experimentellen Untersuchungen bestimmt wird.

$$\mu_t = \rho C_\mu \frac{k^2}{\varepsilon} \quad (4.16)$$

Die turbulente Dissipationsrate ist hierbei wie folgt definiert.

$$\varepsilon = \frac{\mu}{\rho} \overline{\frac{\partial u'_i}{\partial x_j} \frac{\partial u'_i}{\partial x_j}} \quad (4.17)$$

Demnach müssen noch geeignete Beziehungen für die turbulente kinetische Energie und deren Dissipationsrate aufgestellt werden. Mithilfe weiterer Modellannahmen, die hier nicht weiter erläutert werden, ergeben sich die beiden Transportgleichungen Gl. 4.18 und 4.19. Hierin sind $\mu_{\epsilon 1}$, $\mu_{\epsilon 2}$, σ_k , σ_ϵ weitere experimentell zu bestimmende Konstanten.

$$\frac{D(\rho k)}{Dt} = \tau_{ij} \frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] - \rho \epsilon \quad (4.18)$$

$$\frac{D(\rho \epsilon)}{Dt} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\epsilon} \right) \frac{\partial \epsilon}{\partial x_j} \right] + \frac{k}{\epsilon} \left(C_\epsilon \tau_{ij} \frac{\partial u_i}{\partial x_j} - C_\epsilon \rho \epsilon \right) \quad (4.19)$$

Die gesamten Annahmen zur Herleitung des SKE-Modells gelten nur in hochturbulenten Strömungen mit isotroper Turbulenz. Das heißt, die Wirbelviskositätsmodelle sind generell bei folgenden Anwendungen weniger geeignet.

- Strömungen mit Ablösungen
- Strömungen in rotierenden Systemen
- Strömungen mit starken Stromlinienkrümmungen
- Strömungen mit plötzlichen Querschnittsänderungen
- Strömungen im wandnahen Bereich

Trotz dieser Einschränkungen, die alle auf die Strömungsverhältnisse in Turbomaschinen zutreffen, werden Wirbelviskositätsmodelle nach wie vor zur Berechnung von Turbomaschinen verwendet.

k - ϵ Realizable Modell (RKE) In dieser Arbeit wird für alle Simulationen ausschließlich das k - ϵ Realizable Modell verwendet. Bereits in den in Kap. 2.1 und 2.2 zitierten Arbeiten wurde berichtet, dass mit diesem Modell akzeptable Ergebnisse bezüglich der unterschiedlichen Zuströmbedingungen erreicht werden können. Beim RKE handelt es sich um eine weiterentwickelte Version der SKE. „Realizable“ bezieht sich hierbei auf Erweiterungen, die dafür sorgen sollen, dass sich nur physikalisch realisierbare Ergebnisse ergeben. Dies wird durch eine neue Formulierung für die Wirbelviskosität und eine modifizierte Transportgleichung für die turbulente Dissipationsrate erreicht. Der Faktor C_μ aus Gl. 4.16 ist in diesem Fall keine Konstante mehr, sondern wird über eine algebraische Gleichung ausgedrückt und ist abhängig von den Invarianten \overline{S} und $\overline{\Omega}$ des Deformations- und des Rotationsgeschwindigkeitstensors. Durch diese Erweiterungen wird verhindert, dass die turbulenten Normalspannungen vor allem bei großen Beschleunigungsraten negativ werden und damit die Produktionsrate der turbulenten kinetischen Energie überschätzt wird. Ebenso darf die turbulente kinetische Energie wie auch die turbulente Dissipationsrate nicht negativ werden. Das RKE zeigt somit im Vergleich zum SKE deutlich bessere Ergebnisse bei Strömungen mit Rotation, starken Stromlinienkrümmungen und Ablösungserscheinungen.

4.1.3. Wandbehandlung

Ein wesentliches Problem bei der Anwendung der zuvor beschriebenen Turbulenzmodelle stellt die Behandlung des wandnahen Bereichs dar. Dies ist dadurch bedingt, dass die Strömung im wandnahen Bereich durch große Geschwindigkeitsgradienten gekennzeichnet ist. Ausschlaggebend hierfür ist der Übergang von hohen Re-Zahlen in der Kernströmung, in der die Reibung im Vergleich zur Turbulenz vernachlässigt werden kann, hin zu kleinen Re-Zahlen in unmittelbarer Wandnähe, in der die Haftbedingung an der Wand und somit die Reibung eine wesentliche Rolle spielt. Bei den vorgestellten Turbulenzmodellen wurde bei der Modellierung der unbekannten Terme jedoch stets die Annahme großer Re-Zahlen getroffen. Somit sind die Turbulenzmodelle in ihrer beschriebenen Form im wandnahen Bereich nur bedingt geeignet und direkt an den Wänden (laminare bzw. viskose Unterschicht) gänzlich ungeeignet.

Eine Möglichkeit diesem Problem zu begegnen, bietet die Wandbehandlung mittels so genannter Low-Reynolds-Modelle, welche durch eine Dämpfungsfunktion die Gültigkeit der Turbulenzmodelle bis hin zur Wand erweitern. Hierbei muss die laminare Schicht durch ein hinreichend feines Gitter aufgelöst werden. Da die laminare Unterschicht mit ansteigender Re-Zahl immer dünner wird, ist diese Vorgehensweise für größere Re-Zahlen nicht mehr praktikabel. Um die großen Gradienten der Strömungsgrößen in Wandnähe aufzulösen, hätte dies eine zu hohe Anzahl an Gitterpunkten zur Folge.

Eine weitere Möglichkeit bietet die Anwendung des in einer voll entwickelten turbulenten Strömung allgemeingültigen, logarithmischen Wandgesetzes. Anwendung finden diese Wandfunktionen immer dann, wenn weniger die Wandschubspannungen oder die Wandwärmeströme eine Rolle spielen, als vielmehr die Strömungsvorgänge im Inneren des Strömungsfeldes. Der Grenzschichtbereich wird dabei in drei Gebiete aufgeteilt (Abb. 4.2). In unmittelbarer Wandnähe, innerhalb derer die viskosen Schubspannungen dominieren und die turbulenten Spannungen vernachlässigbar sind, gilt der lineare Zusammenhang $u^+ = y^+$ zwischen der dimensionslosen wandtangentialen Geschwindigkeit u^+ und dem dimensionslosen Wandnormalenabstand y^+ . Diese beiden Größen berechnen sich nach den Beziehungen in Gl. 4.20. Der lineare Zusammenhang gilt bis $y^+ < 5$.

$$u^+ = \frac{u}{u_\tau} = \frac{u}{\sqrt{\frac{\tau_w}{\rho}}} \quad y^+ = y \frac{u_\tau}{\nu} \quad (4.20)$$

Darin sind u_τ die Schubspannungsgeschwindigkeit und τ_w die Wandschubspannungen. Nach einem Übergangsbereich schließt sich schließlich der Bereich an, in dem das logarithmische Wandgesetz (Gl. 4.21) gültig ist. Hier dominieren die turbulenten Spannungen. Der Gültigkeitsbereich liegt bei $30 < y^+ < 300$, wird in der Literatur jedoch unterschiedlich angegeben.

$$u^+ = \frac{1}{\kappa} \ln(y^+) + C \quad \text{mit} \quad \kappa \approx 0,4 \quad C \approx 5 \quad (4.21)$$

Mithilfe des logarithmischen Wandgesetzes - auch Standard-Wandfunktion genannt - kann somit der

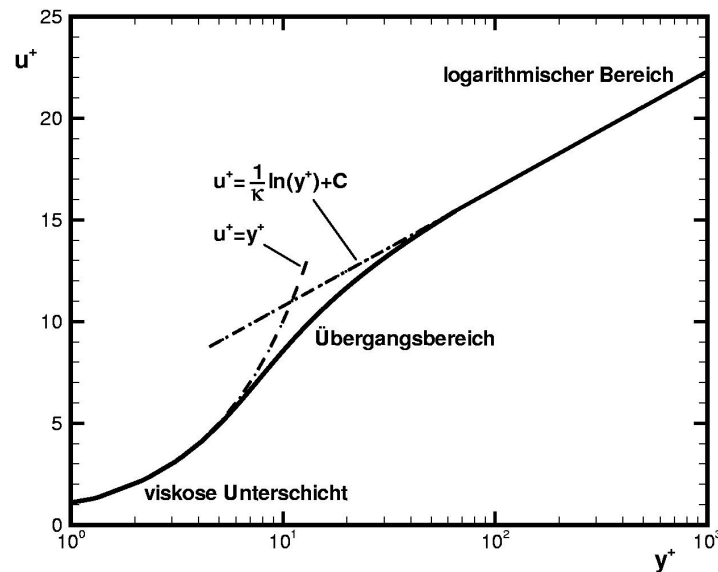


Abbildung 4.2.: Geschwindigkeitsverteilung gemäß dem logarithmischen Wandgesetz [12]

Bereich der viskosen Unterschicht überbrückt werden. Die Verwendung des logarithmischen Wandgesetzes setzt jedoch voraus, dass sich der erste Knoten des Rechnernetzes im logarithmischen Bereich des Geschwindigkeitsprofils befindet. Die Abhängigkeit vom Wandabstand kann allerdings eine starke Einschränkung bei der Gittergestaltung darstellen.

Aufgrund der zuvor genannten Probleme bei der Wandbehandlung bietet der verwendete CFD-Code Fluent das so genannte Enhanced Wall Treatment (EWT) an. Ist das Netz fein genug, um die viskose Unterschicht aufzulösen, so verwendet Fluent ein Zwei-Zonen-Modell, welches den Wandbereich in einen viskosen und in einen vollturbulenten Bereich aufteilt. Innerhalb der viskosen Unterschicht findet hierbei eine veränderte Berechnung der turbulenten Viskosität und der Dissipationsrate statt [61]. Die beiden Bereiche werden über geeignete Blending-Funktionen miteinander verbunden. Ein feines Netz erhöht jedoch wie bereits erwähnt den numerischen Aufwand. Das EWT ermöglicht daher die Nutzung von groben Netzen als auch von feinen Netzen. Ebenso wird über entsprechende Blending-Funktionen zwischen dem linearen und logarithmischen Bereich des Wandgesetzes dafür gesorgt, dass der Fehler bei Übergangsgittern minimal bleibt. Dies sind Netze, die zu fein sind, um eine Standard-Wandfunktion zu verwenden, jedoch zu grob, um die Unterschicht aufzulösen. Weiterführende Informationen sind in [33] zu finden.

4.1.4. Ansätze für rotierende Bauteile

Die Strömung in Turbomaschinen wird durch die Interaktion zwischen dem rotierenden Laufrad und den stillstehenden Bauteilen (Saugleitungen, Spirale bzw. Spiralzunge) geprägt. Hieraus ergibt sich, dass die Strömung stets einen periodisch instationären Charakter besitzt. Strömungen dieser Art können durch zwei charakteristische Zeitmaße beschrieben werden. Dies ist zum einen die Konvektionszeit t_C und das Zeitmaß der periodischen Instationarität t_D . Dabei ist t_C die Zeit, die ein Fluidteilchen zum Durch-

strömen des Laufrades benötigt und t_D die periodische instationäre Störung der Laufradströmung durch stromab befindliche, stillstehende Bauteile (Spiralzunge). Aus dem Verhältnis der beiden Zeitmaße lässt sich die reduzierte Frequenz ω_{red} bestimmen [36].

$$\omega_{red} = \frac{t_C}{t_D} = \frac{l_r \cdot z_s \cdot n}{\bar{u}_{rel}} \quad (4.22)$$

Darin ist z_s die Anzahl der Leitrad-schaufeln, n die Drehzahl des Laufrades, l_r die mittlere Länge einer Stromlinie und \bar{u}_{rel} die mittlere Geschwindigkeit eines Fluidteilchens entlang dieser Stromlinie. Im Falle des hier untersuchten unbeschaufelten Diffusors wird z_s durch die stromab befindliche Spiralzunge bestimmt ($z_s=1$). Mithilfe der reduzierten Frequenz kann der Einfluss der instationären Effekte abgeschätzt werden und eine Aussage über die notwendige Modellierung der Rotor-Stator-Interaktion getroffen werden.

- $\omega_{red} \approx 1$: Die Zeit, die ein Fluidteilchen für die Durchströmung der Laufradgeometrie benötigt, ist gleich der Zeit für eine Laufradumdrehung. Das heißt, ein Fluidteilchen passiert beim Umlauf jeden Punkt der Spirale einmal.
- $\omega_{red} < 1$: Ein Fluidteilchen durchströmt das Laufrad schneller als das Laufrad für eine Umdrehung benötigt. Die instationären Strömungseffekte sind gering. Für $\omega_{red} \ll 1$ sind die Einflüsse durch die periodische Instationarität sehr gering, weshalb von einer quasi-stationären Strömung gesprochen wird.
- $\omega_{red} > 1$: Ein Fluidteilchen benötigt für die Durchströmung des Laufrades länger als das Laufrad für eine Umdrehung benötigt. Es passiert jeden Punkt des Spiralgehäuses ω_{red} -mal. Ist dabei $\omega_{red} \gg 1$, sind Effekte durch die periodische Instationarität sehr dominant.

Bei den meisten radialen Strömungsmaschinen ist die reduzierte Frequenz oft ≥ 1 , so dass streng genommen eine quasi-stationäre Betrachtung der Rotor-Stator-Interaktion nicht zulässig wäre. Dennoch werden solche Methoden aufgrund des deutlich geringeren Aufwands gegenüber einer voll transienten Berechnung in der Praxis eingesetzt.

Um die oben genannten Effekte korrekt wiederzugeben, sind geeignete Modellierungsansätze für die Rotor-Stator-Interaktion notwendig. Grundsätzlich wird dabei das zu berechnende Gebiet in verschiedene Fluidzonen unterteilt. Unterschieden wird hierbei zwischen stillstehenden Zonen (Saug-, Druckleitung, Spirale) und rotierenden Zonen (Laufrad). Getrennt werden diese Zonen durch Interfaces. Wie diese Fluidzonen und deren Schnittstellen behandelt werden, wird nachfolgend vorgestellt.

Multiple-Reference-Frame-Model (MRF) Bei dieser Art der Kopplung ändert sich die Relativposition zwischen rotierendem Bauteil (Laufrad) und feststehendem Bauteil (Spirale) nicht. Der Rotor wird an einer fixen Position eingefroren, weshalb diese Methode auch „Frozen-Rotor-Methode“ genannt wird. Die Erhaltungsgleichungen für den Rotor werden dabei in einem rotierenden Bezugssystem mit den auftretenden Coriolis- und Zentrifugalkräften gelöst. Die Erhaltungsgleichungen für den Stator werden in

einem ruhenden Bezugssystem gelöst. Die transienten Terme in den Erhaltungsgleichungen werden vernachlässigt. Zwischen dem rotierenden und dem nicht rotierenden System befinden sich Interfaces, an denen die Geschwindigkeitsvektoren lokal vom einem in das andere Bezugssystem übergeben werden. Grundsätzlich ist das MRF somit geeignet eine örtliche Wechselwirkung zwischen Laufrad und Spirale wiederzugeben und liefert eine von der Winkelstellung des Laufrades abhängige Momentaufnahme des Strömungsfeldes. Bei erheblichen Rotor-Stator-Interaktionen ist dieser Ansatz jedoch ungeeignet. In diesem Fall lässt sich diese Methode durch die Berechnung mehrerer Laufradpositionen und einer anschließenden Mittelung erweitern.

Mixing-Plane-Methode (MP) Bei diesem Ansatz werden ebenfalls beide Bezugssysteme stationär betrachtet. Die Kopplung des rotierenden und des nicht rotierenden Systems erfolgt an den entsprechenden Interfaces durch die Übergabe umfangsgemittelter Größen. Der Vorteil dieser Methode liegt in dem noch geringeren numerischen Aufwand. Zusätzlich ermöglicht die Mittelung der Strömungsgrößen die Reduzierung des Rechengebiets auf einen kleinstmöglichen rotationsperiodischen Bereich. Auf Radialmaschinen, die große Schwankungen der Strömungsgrößen in Umfangsrichtung aufweisen, lässt sich die MP wegen dieser Mittelung der Größen allerdings nicht anwenden.

Sliding-Mesh-Methode (SL) Die „Sliding-Mesh-Methode“ stellt eine instationäre Berechnung dar und kommt somit der realen Strömung am nächsten. Auch hier wird ein rotierendes und ein stehendes System verwendet. Im Gegensatz zu den beiden vorigen Methoden wird jedoch die Bewegung des Laufrades aufgrund der Rotation berücksichtigt. Entsprechend einem von der Zeitschrittweite abhängigen Winkel dreht sich das Laufrad relativ zur Spirale weiter. Zu jedem Zeitschritt wird eine neue Lösung berechnet. An den Interfaces der beiden Teilbereiche werden die Strömungsgrößen zeitecht und lokal übergeben. Das Zusammenfügen der einzelnen Zeitschrittlösungen ergibt die zeitabhängige Gesamtlösung. Abgesehen von einer geringen Abweichung, die sich durch die Interpolation bei der Übergabe der Strömungsgrößen an den Interfaces ergibt, beschreibt die SL die wirklich instationäre Strömung in der Turbomaschine und führt im Vergleich zu den zuvor vorgestellten Methoden zu keinem Modellierungsfehler.

Bei einem Vergleich der drei Methoden liefert die SL die genauesten Ergebnisse. Jedoch erfordert sie auch den höchsten Rechenaufwand und Speicherplatzbedarf. Wird der Rechenaufwand ins Verhältnis zu den erhaltenen Ergebnissen gesetzt, liefert die MRF bereits akzeptable Ergebnisse bei vertretbarem Aufwand. Dies gilt vor allem, wenn hauptsächlich die integralen Größen der Maschinen betrachtet werden (Kennfeldberechnung). Im Vergleich zur SL werden deutlich weniger Iterationen benötigt, wenn beide Verfahren ohne jegliche Startlösung beginnen. Die MRF ist zudem deutlich robuster und zeigt ein erheblich besseres Konvergenzverhalten. Bei der SL wird oft eine Startlösung benötigt, für die häufig eine MRF Lösung verwendet wird. Die Verhältnisse der Rechenzeit zwischen MP, MRF und SL sind in etwa 1:10:100. In dieser Arbeit wird die MRF- wie auch die SL-Methode verwendet.

4.1.5. Fehler in der Numerik

Numerische Strömungssimulationen beruhen auf einer Vielzahl von Annahmen und Vereinfachungen. Im Gegensatz zum Experiment, bei dem der Fehler durch eine Fehlerrechnung (siehe Kap. 3.3) und

den daraus resultierenden Fehlerbalken angegeben werden kann, ist diese Art der Fehlerbestimmung in der Numerik nicht möglich. Ursächlich hierfür ist die Vielzahl an Einflussfaktoren, die die Ergebnisse beeinflussen können. Unterschieden wird hierbei zwischen den Numerik- und Modellierungsfehlern. Von diesen lassen sich nur die Diskretisierungsfehler, die zur Gruppe der Numerikfehler gehören, mit mathematischen Mitteln quantifizieren. Im Folgenden werden die einzelnen Fehlerquellen, die sich bei der Simulation des untersuchten Turboladers ergeben, diskutiert.

Modellierungsfehler Diese Fehler entstehen durch vereinfachende Modellannahmen des betrachteten Systems, die dazu führen, dass der tatsächliche Wert nicht dem exakten Wert der entsprechenden Differentialgleichung entspricht. Einen entscheidenden Beitrag liefert hierbei der Fehler durch die Turbulenzmodellierung (Kap. 4.1.2). Ebenso beinhaltet der Modellierungsfehler die nicht exakte Darstellung der Geometrie, die verwendeten Stoffwerte, die Randbedingungen wie auch die bereits diskutierte Rotor-Stator-Interaktion (Kap. 4.1.4). Im hier untersuchten Modell wurden keine Vereinfachungen an der Geometrie vorgenommen, die das Strömungsverhalten merklich beeinflussen. Einzige Vereinfachung ist die Vernachlässigung der Radseitenräume. Ansonsten entsprechen die untersuchten Konfigurationen exakt denen des Experimentes. Dies beinhaltet auch die Anordnung der Messstellen. Um einen Einfluss der Randbedingungen auf das interessierende Strömungsgebiet auszuschließen, werden entsprechend lange Ein- und Auslaufstrecken vorgesehen. Für die Stoffwerte des Fluides wird eine Datenbank hinterlegt, so dass deren Temperaturabhängigkeit bei der Simulation berücksichtigt wird.

Numerikfehler Dies beinhaltet vor allem den Diskretisierungsfehler, der den Unterschied zwischen der exakten Lösung der diskretisierten Gleichungen und der exakten Lösung der Differentialgleichungen angibt. Für ein konsistentes Diskretisierungsschema muss der Fehler für ein immer feiner werdendes Netz und kleiner werdende Zeitschritte gegen Null gehen. Da dieser Fehler von der Netzfeinheit und -qualität abhängt, müssen bei der Netzgenerierung die zu erwartenden Strömungsverhältnisse berücksichtigt werden. Deshalb wurden bei der Netzgenerierung mehrere Schleifen durchlaufen, um das Netz, welches den besten Kompromiss zwischen Knotenanzahl und Qualität der Ergebnisse liefert, zu erhalten. Eine Quantifizierung des Diskretisierungsfehlers ist über eine Gitterunabhängigkeitsstudie mittels der Richardson-Extrapolation möglich [85]. Des Weiteren beinhalten die Numerikfehler noch Lösungsfehler, die sich wiederum in den Abbruchfehler und den Rundungsfehler unterteilen. Der Abbruchfehler entsteht, da die diskretisierten Gleichungen iterativ gelöst werden. Die numerische Lösung entspricht demzufolge nicht der exakten Lösung der diskretisierten Gleichung. Diese Fehler können gut über den Verlauf der Residuen berücksichtigt werden, die den Fehler im aktuellen Iterationsschritt abschätzen. Deshalb wurde iteriert, bis die Residuen um einige Größenordnungen gefallen sind und sich auf konstantem Niveau bewegen. Der Rundungsfehler hingegen entsteht, da Computer nur mit Zahlen endlicher Genauigkeit (32 Bit) rechnen. Der verwendete CFD-Code Fluent 6.3 bietet hier die Möglichkeit, mit doppelter Genauigkeit zu rechnen (64 Bit), so dass der Rundungsfehler bei geeigneter Wahl von Referenzwerten für die Berechnung vernachlässigt werden kann.

4.2. Diskretisierung der Geometrie

Die Diskretisierung der Geometrie ist bei der numerischen Simulation ein entscheidender und aufwändiger Vorgang. Die Geometriedaten der einzelnen Mischerkonfigurationen und des Verdichters lagen in entsprechenden CAD-Datenformaten vor. Die Vernetzung der Geometrien erfolgte mit den kommerziellen Programmen ANSA 12 und TGrid 5.

Bei den erstellten Netzen handelt es sich um hybride Netze, einer Kombination aus strukturierten und unstrukturierten Netzen. Dies gewährleistet einen guten Kompromiss zwischen der Genauigkeit, dem Rechenaufwand und der Zeit zur Erstellung des Netzes.

Die Modelle zur Untersuchung der verschiedenen Mischer bestehen aus den eigentlichen Mischergeometrien, einem stromauf befindlichen Krümmer und einer Auslaufstrecke, in der zur Auswertung und Darstellung der Ergebnisse verschiedene Ebenen definiert sind (Abb. 6.6). Die Ein- und Auslaufstrecken des Mischers sind mit strukturierten Hexaeder-Netzen diskretisiert, wohingegen die komplexen Mischergeometrien mit unstrukturierten Tetraeder-Netzen beschrieben werden (Abb. 4.3).

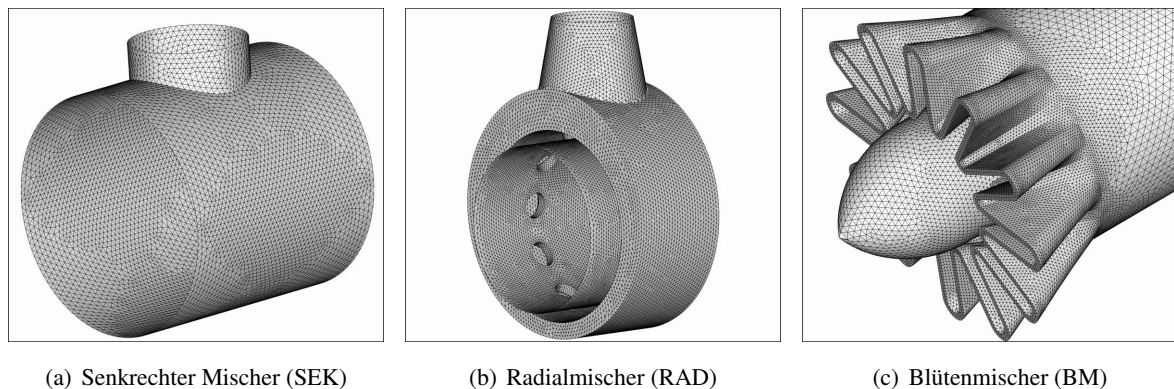


Abbildung 4.3.: Vernetzung der Mischer

Auch bei der Verdichtergeometrie erfolgte die Diskretisierung der Ein- und Auslaufstrecke mit Hexaeder-Netzen (Abb. 4.4). Für das Verdichterlaufrad und die Spirale wurden stattdessen Tetraeder-Netze verwendet. Diese ermöglichen eine flexiblere Anpassung des Netzes an die komplexe Geometrie dieser Bauteile.

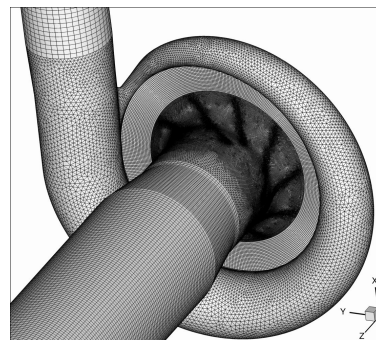


Abbildung 4.4.: Vernetzung des Verdichters

Dabei wurde an den entsprechenden Stellen wegen der zu erwartenden Strömungsverhältnisse auf eine sehr feine Vernetzung geachtet. Hauptaugenmerk lag hier auf dem Bereich der Schaufelvorderkanten (Abb. 4.5), um den Geschwindigkeitsgradienten in unmittelbarer Wandnähe gut aufzulösen. Um diesen Anforderung gerecht zu werden, befinden sich auf der gesamten Schaufeloberfläche Prismenschichten. Dies gewährleistet zusätzlich eine ausreichende Diskretisierung des Spaltbereiches. So konnte sichergestellt werden, dass sich immer mindestens 7-8 Zellen über der Spalthöhe befinden. Mehr Zellen waren aufgrund der dann schlechteren Netzqualität nicht möglich. Der sich an das Laufrad anschließende Diffusor wurde aufgrund seiner einfachen Geometrie wiederum mit Hexaeder-Netzen versehen (Abb. 4.5(a)). Die Spirale wurde vor allem im Bereich der Spiralzunge ebenfalls entsprechend fein vernetzt.

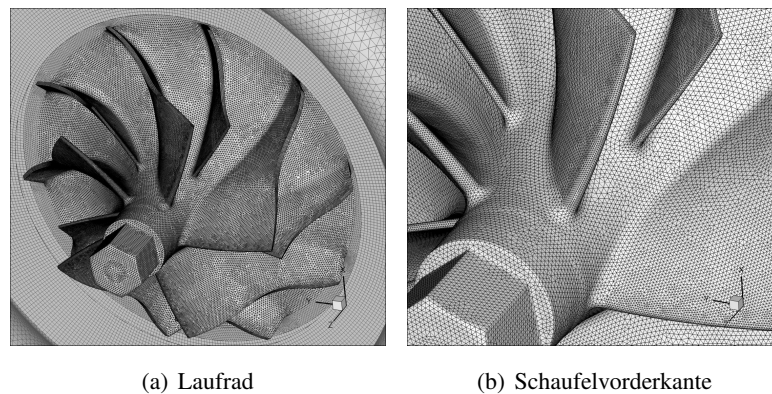


Abbildung 4.5.: Vernetzung des Verdichterlaufrades

4.3. Randbedingungen

Nachfolgend werden die eingestellten Randbedingungen erläutert.

Solver-Einstellungen Als Solver wurde der Segregated-Solver in Fluent verwendet. Bei diesem werden die Impuls- und Kontinuitätsgleichung separat gelöst. Deren Ergebnisse werden iterativ mithilfe eines Druckkorrekturverfahrens korrigiert, so dass am Ende beide Gleichungen näherungsweise erfüllt sind. Für die stationäre Simulation wurde hierfür das Simple-Verfahren, für die instationäre Simulation wurde das PISO-Verfahren verwendet. Zur Diskretisierung kamen ausschließlich Verfahren zweiter Ordnung zur Anwendung.

Turbulenzmodell Als Turbulenzmodell wurde für alle Simulationen das k - ϵ -Realizable Modell verwendet. Dessen Eignung für den hier untersuchten Fall wurde in Kap. 2 erörtert. Als Wandfunktion wurde das in Fluent implementierte Enhanced Wall Treatment (Kap. 4.1.3) genutzt.

Materialkennwerte Für beide Massenströme (Frischlufte und Abgas) wurde vereinfachend Luft als Fluid verwendet. Um die Temperaturabhängigkeit der einzelnen Stoffwerte zu berücksichtigen, wurde eine entsprechende Datenbank hinterlegt.

Eintrittsrandbedingung Als Eintrittsrandbedingung wurde bei allen Modellen der Massenstrom (mass-

flow-inlet) und die entsprechenden Totaltemperaturen vorgegeben. Als turbulente Eintrittsbedingungen wurde der Turbulenzgrad I (Gl. 4.23) und das turbulente Längenmaß l (Gl. 4.24) angegeben [33]. Bei dieser Randbedingung ergibt sich zu Beginn ein Blockprofil für die Geschwindigkeitsverteilung.

$$I = 0,16\text{Re}^{-\frac{1}{8}} \quad (4.23)$$

$$l = 0,07D \quad (4.24)$$

Austrittsrandbedingung Am Austritt des Berechnungsgebiets wurde ein konstanter Druck (pressure-outlet) $p=101325$ Pa eingestellt.

Wände Alle Wände der Modelle sind hydraulisch glatte, adiabate Wände.

Rotor-Stator-Interaktion Ein wichtiger Aspekt bei der Simulation von Turbomaschinen ist der Übergang vom rotierenden in das nicht rotierende System. Dies geschieht an den Interfaces, die das Absolut- vom Relativsystem trennen (vgl. Kap. 4.1.4). Im vorliegenden Fall liegt das erste Interface am Laufradeintritt (Abb. 4.6). Dabei ist das Interface so gestaltet, dass die Rotation der Laufradmutter mitberücksichtigt wird. Das zweite Interface liegt am Laufradaustritt bzw. Diffusoreintritt. Zwischen diesen beiden Interfaces liegt das rotierende Relativsystem.

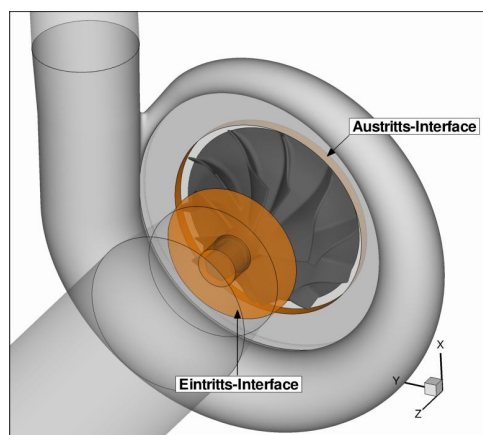


Abbildung 4.6.: Lage der Interfaces

In Abb. 4.7 ist das numerische Gesamtmodell dargestellt, das exakt dem experimentellen Prüfstandsaufbau entspricht. Exemplarisch ist hier das Modell für den Senkrechten Mischer (SEK) gezeigt, der in Kap. 6.1 noch vorgestellt wird. Am grundsätzlichen Aufbau des Modells ändert sich für die anderen untersuchten Mischerkonfigurationen nichts. Der erhebliche Aufwand (Zeit, Rechnerressourcen), der sich durch die Simulation der gesamten 3D-Geometrie des Verdichters ergibt, ist durch zwei wesentliche Dinge begründet. Zum einen ergibt sich bei Radialmaschinen aufgrund des Spiraleinflusses generell eine ungleichmäßige Verteilung der Strömungsgrößen über den Umfang. Zum anderen kommt in diesem Fall durch die Eindüsung des Sekundärmassenstromes noch hinzu, so dass auch die Zuströmbedingungen über dem Umfang ungleichmäßig sind.

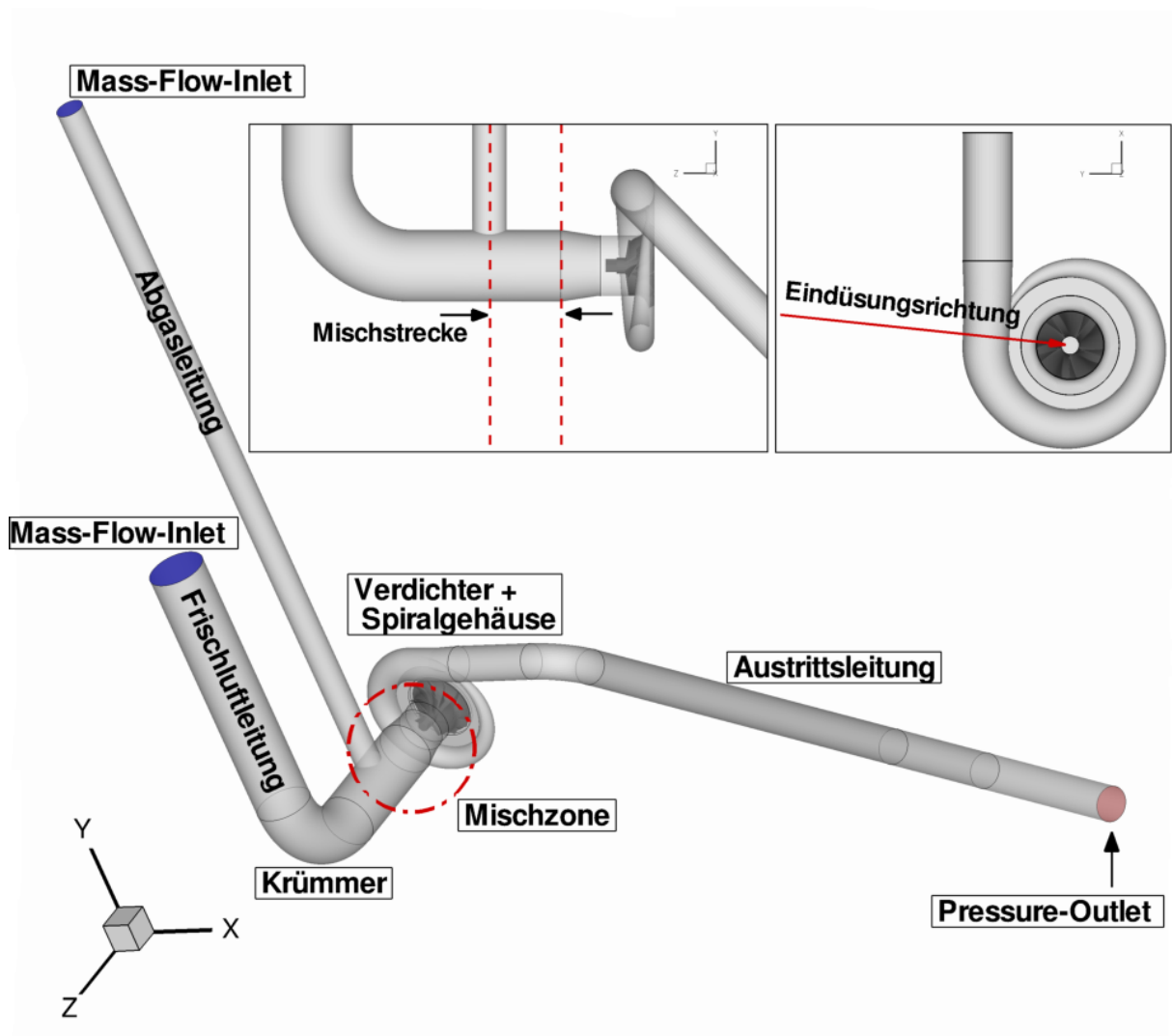


Abbildung 4.7.: Gesamtmodell

5. Untersuchungssystematik

Die Zumischung von rückgeführtem Abgas vor dem Verdichter soll numerisch wie auch experimentell untersucht werden. Der Schwerpunkt liegt hierbei auf der numerischen Simulation, die eine detailliertere und umfangreichere Betrachtung der auftretenden Phänomene und deren Auswirkungen erlaubt, als es messtechnisch mit vertretbarem Aufwand möglich wäre. Zur Validierung der numerischen Ergebnisse wurden Messungen durchgeführt.

Nach der Auslegung der unterschiedlichen Mischergeometrien (Kap. 6) wurden die resultierenden Mischungs- und Strömungsverhältnisse stromab des Mischers für unterschiedliche Abgasrückföhrtraten (AGR-Rate, Gl. 1.1) untersucht. Die in der Arbeit untersuchten AGR-Raten bzw. Massenstromverhältnisse sind Tab. 5.1 zu entnehmen. Zusätzlich sind die sich ergebenden Impulsverhältnisse (entscheidend für die „Jet in Crossflow“ Mischer) bzw. Geschwindigkeitsverhältnisse (entscheidend für den Blütenmischer) aufgeführt. Diese ergeben sich aus den zuvor festgelegten AGR-Raten, den geometrischen Abmaßen als auch den vorgegebenen Randbedingungen (p, T). Wie bereits in Kap. 2.1 und 2.2 dargestellt, sind dies bezüglich des resultierenden Strömungsverhaltens die entscheidenden Kenngrößen für die jeweils untersuchten Mischprinzipien.

Bezeichnung	AGR-Rate	J	$\frac{c_j}{c_\infty}$	$\frac{T_j}{T_\infty}$
AGR1	33%	6,67	2	1,6
AGR2	20%	1,67	1	1,6
AGR3	10%	0,34	0,5	1,6

Tabelle 5.1.: Untersuchte Massenstromverhältnisse

Anschließend wird die Interaktion der Mischer mit dem Verdichter betrachtet. Als Referenz wurde zuerst eine gerade, ungestörte Zuströmung ohne Mischergeometrie - nachfolgend Referenz (REF) genannt - sowohl experimentell als auch numerisch untersucht. Als weitere grundlegende Konfiguration wurde eine reine Krümmierzuströmung (KR) ohne Mischergeometrie herangezogen. Beide Konfigurationen dienen als Vergleichsbasis für die anschließenden Untersuchungen der Mischerkonfigurationen. Alle Untersuchungen wurden bei der gleichen reduzierten Drehzahl des Verdichters ($n_{red}=125170$ 1/min; $n_{red}/n_{red,opt}=0,78$) durchgeführt. Die Validierung der numerisch ermittelten Ergebnisse erfolgt durch den Vergleich der mit der Fünflochsonde und der Temperatursonde gemessenen Zuströmbedingungen wie auch anhand des gemessenen Wirkungsgrades und Totaldruckverhältnisses. Bei den Untersuchungen des Betriebsverhaltens wird hierbei verstärkt der Teillastbereich betrachtet. Die Pumpgrenze bzw. deren Lage war nicht Gegenstand dieser Untersuchungen. Alle Kennlinien sind für einen annähernd

gleichen Betriebsbereich dargestellt, der die Pumpgrenze nicht beinhaltet. Neben den Mischergeometrien wird generell der Einfluss der unterschiedlichen Massenstromverhältnisse (AGR1-3) und auch der Mischstrecke (1D und 2D) untersucht. Aufgrund des erheblichen Aufwands wurden die 2D-Mischstreckenkonstellationen allerdings nur numerisch untersucht. Beschränkt wurde sich hierbei auf einen expliziten Betriebspunkt des Verdichters ($\dot{m}_{red}=0,062$ kg/s; $\dot{m}_{red}/\dot{m}_{red,opt}=0,65$). Die Untersuchungssystematik ist in Abb. 5.1 dargestellt.

Die instationären numerischen Simulationen wurden aufgrund des erheblichen Zeitaufwands und Ressourcenbedarfs nur für einen Betriebspunkt des Verdichters ($n_{red}=125170$ 1/min; $\dot{m}_{red}=0,062$ kg/s) und die 1D-Mischstrecke durchgeführt. Aufgrund der am stärksten zu erwartenden Einflüsse wurde das größte Massenstromverhältnis (AGR1) gewählt.

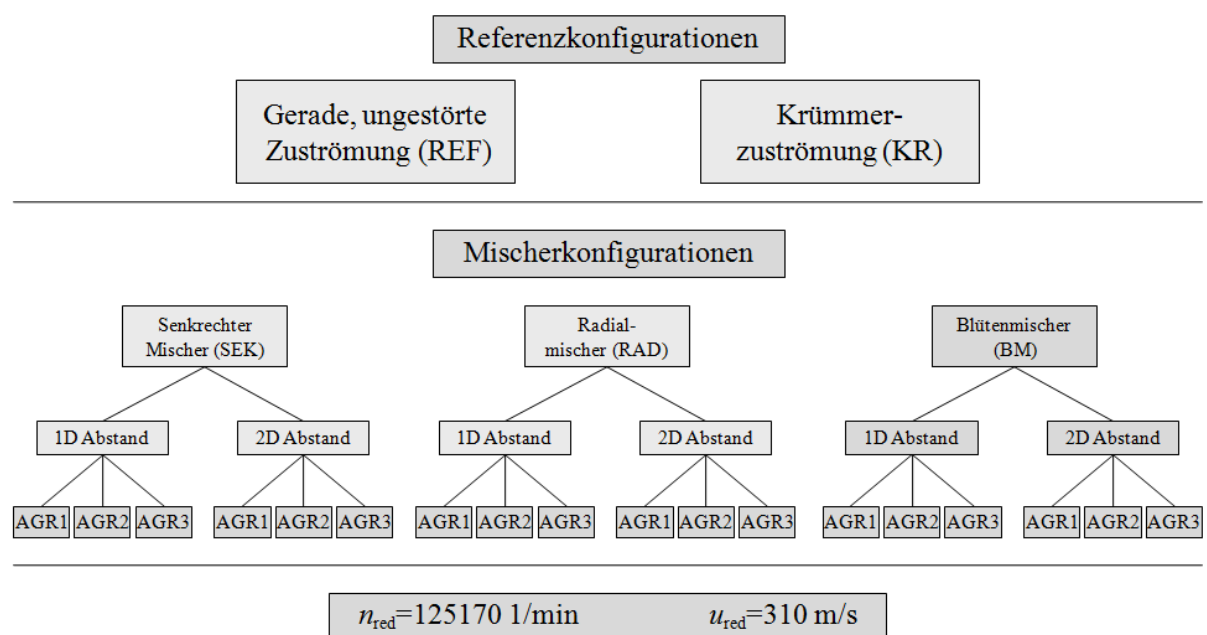


Abbildung 5.1.: Untersuchungssystematik

6. Auslegung und Untersuchung der Mischergeometrien

In diesem Kapitel werden die ausgewählten Mischergeometrien und deren Auslegung vorgestellt. Neben der Diskussion der unterschiedlichen Geometrien werden Unterschiede bezüglich deren Mischungs- und Strömungsverhaltens herausgearbeitet.

Ein Ziel dieser Arbeit war es, Mischergeometrien zu entwickeln, die auf möglichst kurzer Wegstrecke eine möglichst homogene Vermischung der beiden Teilmassenströme bei gleichzeitig geringem Totaldruckverlust erreichen. Die Vermischung wurde dabei anhand der Mischungsgüte (Gl. 2.24) und die Totaldruckverluste wurden anhand des Totaldruckverlustkoeffizienten (Gl. 2.25) beurteilt. Die Auslegung erfolgte mit einer ungestörten, geraden Frischluftzufuhr zum Mischer. Nachdem die Mischergeometrien derart ausgelegt waren, wurde die gerade Frischluftleitung zum Mischer in einem zweiten Schritt gegen einen 90°-Krümmer getauscht, um dessen Einfluss auf die resultierende Strömung zu untersuchen. Bei dem 90°-Krümmer handelt es sich um einen handelsüblichen, genormten Krümmerbogen (DIN 2605, $R/D=0,76$). Hintergrund dieser Maßnahme ist, dass in der Realität aufgrund der eingeschränkten Platzverhältnisse im Motorraum ein Krümmer ein wesentlicher Bestandteil der Zuströmleitungen eines Abgasturboladers ist. Aus diesem Grund sitzt stromauf aller hier untersuchten Mischer ein 90°-Krümmer, der das Strömungsverhalten der einzelnen Mischer wesentlich beeinflusst und prägt. Bereits an dieser Stelle sei angemerkt, dass die Sekundärströmung des Krümmers die Vermischung der beiden Teilströme verbessert. Nachdem zu Beginn die Mischungsgüte als das ausschlaggebende Auslegungskriterium definiert worden war, wurde daher auf weitere Auslegungsschleifen, die den Einfluss des Krümmers berücksichtigen, verzichtet. Zuerst sollte geklärt werden, wie sich die durch die Mischer beeinflusste Zuströmung auf das Betriebsverhalten des Verdichters und des Gesamtsystems auswirkt. Unter Gesamtsystem wird im Folgenden der Mischer inklusive Verdichter verstanden. Die Systemgrenzen liegen somit in den beiden Teilströmen vor dem Mischer und nach dem Verdichter (siehe Tab. 7.1 und Abb. 3.1). Eine ausführliche Darstellung der Auslegung der Mischergeometrien kann den Arbeiten von Lüddecke [66] und Beyer [7] entnommen werden.

Einschränkungen bei der Auslegung der Mischer ergaben sich nur durch die Geometrie des Turboladers und den sich daraus für das Frischluftrohr ergebenden Maßen (D_∞).

6.1. Senkrechter Mischer

Beim Senkrechten Mischer (SEK) sitzt das Abgasrohr stumpf im rechten Winkel auf dem Frischluftrohr. Das Abgasrohr liegt dabei auf der Krümmerninnenseite. Diese Anordnung ergibt sich aus Platzgründen und, wie sich später noch zeigen wird (Kap. 7.1), aufgrund einer besseren Durchmischung der beiden Teilströme. Der Durchmesser entspricht etwa dem halben Rohrdurchmesser der Frischluftleitung ($D_j = 0,5 D_\infty$). Diese Konstellation ermöglicht keine homogene Vermischung. Aufgrund ihrer sehr geringen Systemkomplexität und den damit verbundenen niedrigen Kosten ist sie allerdings für die praktische, technische Anwendung von großem Interesse. Die Geometrie ist in Abb. 6.1 dargestellt.

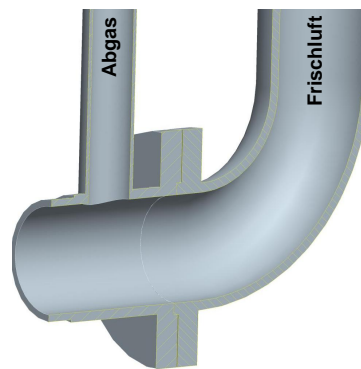


Abbildung 6.1.: Senkrechter Mischer (SEK)

6.2. Radialmischer

Der Radialmischer (RAD) wurde hinsichtlich einer optimalen Mischungsgüte bei vertretbaren Totaldruckverlusten ausgelegt. Gerade bei dieser Geometrie kommt es darauf an, einen geeigneten Kompromiss zwischen diesen beiden Parametern zu finden. Vorweg sei erwähnt, dass sich aus fertigungstechnischen Gründen darauf beschränkt wurde, einfache Geometrien und Formen zu verwenden. Der Abgasrohrdurchmesser entspricht wie beim SEK dem halben Rohrdurchmesser der Frischluftleitung. Ausgelegt wurde dieser Mischer für das Massenstromverhältnis AGR1 (Tab. 5.1). Bei diesem Mischer wird das Abgas durch das Abgasrohr einer Ringkammer, die das Frischluftrohr umgibt, zugeführt. Über zehn am Umfang verteilte Bohrungen im Frischluftrohr wird das Abgas schließlich dem Frischluftmassenstrom beigemischt. Für die Wahl der Bohrungsanzahl wurde auf Angaben aus der Literatur zurückgegriffen [98, 104]. Die Summe der einzelnen Bohrungsflächen entspricht dabei der Querschnittsfläche des Abgasrohres ($\sum A_i = A_j$). Die Durchmesser und die Anordnung der Bohrungen wurden dabei so gewählt, dass sich eine bestmögliche Vermischung

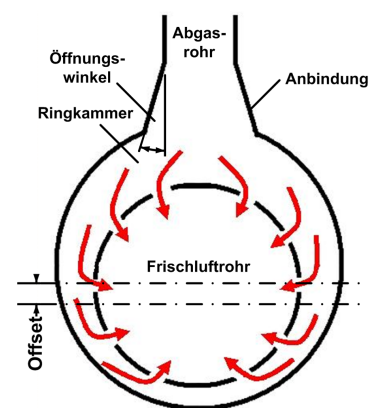


Abbildung 6.2.: Aufbau Radialmischer

einstellt. Ebenso wurde der Versatz (Offset) zwischen dem Frischluftrohr und der umgebenden Ringkammer variiert (Abb. 6.2). Dies soll dem abnehmenden Massenstrom in der Ringkammer Rechnung tragen und dafür sorgen, dass sich die Geschwindigkeits- bzw. Druckverhältnisse im Ringkanal nicht wesentlich ändern. Analytische Betrachtungen, die durch numerische Simulationen bestätigt wurden, ergaben hierbei einen optimalen Offset von $7,5\% D_{\infty}$. Ebenso wurde der Durchmesser des Ringkanals mit $1,49 D_{\infty}$ optimiert. Um eine möglichst optimale Gleichverteilung des Abgasmassenstromes auf die Ringkammer zu erreichen, wurde in einem weiteren Schritt der Öffnungswinkel der Anbindung modifiziert (Abb. 6.2). Ein Winkel von 10° erwies sich als günstig. Bei größeren Winkeln neigte die Strömung zur Ablösung. Die Geometrie des Radialmischer ist in Abb. 6.3 dargestellt.

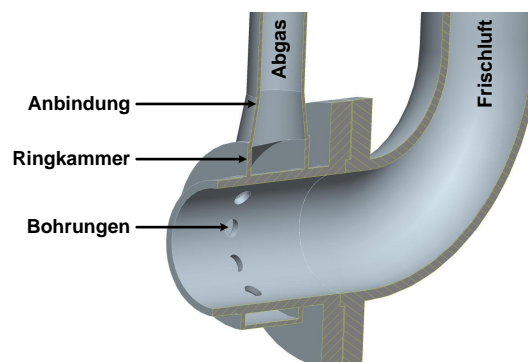


Abbildung 6.3.: Radialmischer (RAD)

6.3. Blütenmischer

In Kap. 2.2 wurde bereits auf die Konstruktionsparameter eines Blütenmischer eingegangen. Gemäß dieser Parameter wurde ein Blütenmischer (BM) für die gegebenen Randbedingungen ausgelegt und konstruiert.

Bei diesem Mischer wird die Abgasleitung von hinten in den Krümmerbogen eingebracht. Der eigentli-

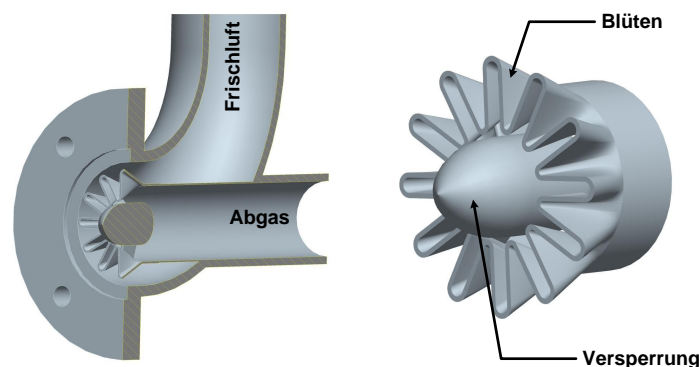


Abbildung 6.4.: Blütenmischer (BM)

che Blütenmischer befindet sich am Ende der Abgasleitung auf Höhe des Krümmeraustritts (Abb. 6.4). Der bedeutendste Parameter bei der Auslegung ist das Geschwindigkeitsverhältnis c_j/c_∞ zwischen den beiden Massenströmen am Austritt der Blüten, da dieses unmittelbar für die strömungsgerichteten Wirbel und damit für die Vermischung verantwortlich ist. Im vorliegenden Fall wurde der BM ebenfalls für AGR1 (Tab. 5.1) ausgelegt. Die Blütengeometrie wurde bezüglich der beiden Querschnittsflächen am Blütenaustritt so gewählt, dass sich ein Geschwindigkeitsverhältnis von $c_j/c_\infty = 2$ einstellt. Hierzu war es unter anderem nötig, die in Abb. 6.4 gezeigte Versperrung vorzusehen. Die Flanken der Blüten wurden parallel ausgeführt, wobei auf eine möglichst vollständige Durchdringung des Rohrquerschnitts geachtet wurde. Es zeigte sich, dass die parallelen Flanken bezüglich Mischungsgüte und Totaldruckverlust gegenüber der radialen Ausführung im Vorteil sind. Variationen des Blütenwinkels ergaben, dass ein Winkel von 25° den besten Kompromiss zwischen Mischungsgüte und Totaldruckverlust aufweist.

6.4. Vergleich der Mischer

Nachfolgend werden die Ergebnisse der numerischen Simulation der drei Mischergeometrien vorgestellt. Dabei wurden die Mischergeometrien mit einem stromauf befindlichen 90° -Krümmer und einer stromab befindlichen Auslaufstrecke simuliert (Abb. 6.6). Anhand dieser Ergebnisse sollen die wesentlichen Unterschiede der Mischerkonfigurationen zunächst ohne den Einfluss des Verdichters herausgearbeitet werden. Das Hauptaugenmerk liegt hierbei vor allem auf dem Vergleich des Strömungsverhaltens der einzelnen Mischer über eine längere Mischstrecke ($5D$) hinweg. Dies ist die Basis, um später eine verlässliche Aussage bezüglich einer empfohlenen Mischstrecke machen zu können. Verglichen werden diese Strömungen mit einer geraden, ungestörten Rohrströmung (REF) und einer reinen Krümmerzu-

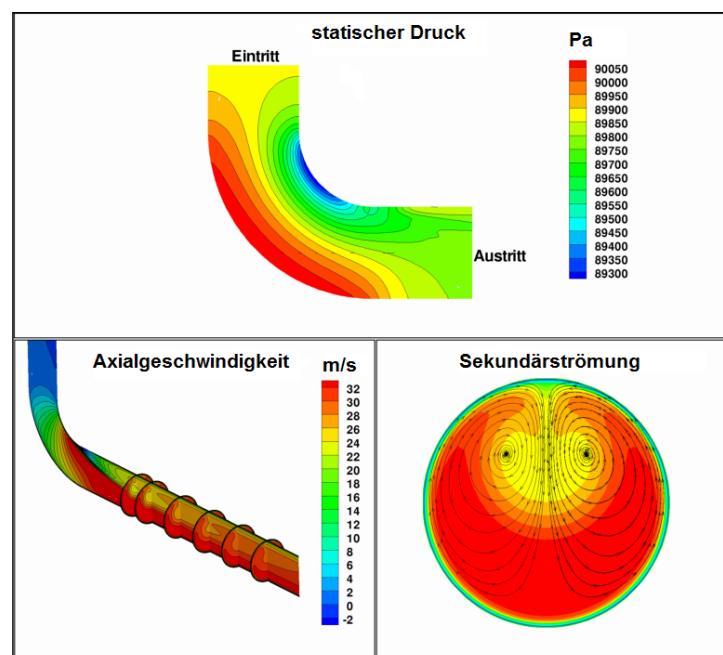


Abbildung 6.5.: Krümmerströmung

strömung (KR). Zur Beurteilung werden die in Kap. 2.8 definierten Kennzahlen verwendet. Eine genaue Analyse der Strömungsphänomene wird anschließend in Kap. 7.1 vorgenommen.

Bevor die Strömungsphänomene der Mischer untersucht werden, soll geprüft werden, ob das numerische Modell in der Lage ist, die Krümmerströmung (vgl. Kap. 2.3) verlässlich zu simulieren. Dazu wurde der 90°-Krümmer ohne den Mischer simuliert. Die Ergebnisse sind in Abb. 6.5 dargestellt. In diesen Darstellungen ist zu erkennen, dass der durch die Zentrifugalkraft bedingte Druckanstieg zur Krümmeraußenseite und die damit verbundene ungleichmäßige Geschwindigkeitsverteilung in der Abströmung des Krümmers gut wiedergegeben wird. Ebenso sind die für die Krümmerströmung typischen gegensinnig rotierenden Doppelwirbel gut zu erkennen. Anhand dieser Ergebnisse kann gefolgert werden, dass das aufgestellte Modell geeignet ist, die weiterführenden Mischeruntersuchungen durchzuführen.

In Abb. 6.6 sind die Modelle der drei Mischergeometrien gezeigt. Untersucht wird in den drei Fällen jeweils eine Mischstrecke, die dem fünffachen Rohrdurchmesser ($5D$) entspricht.

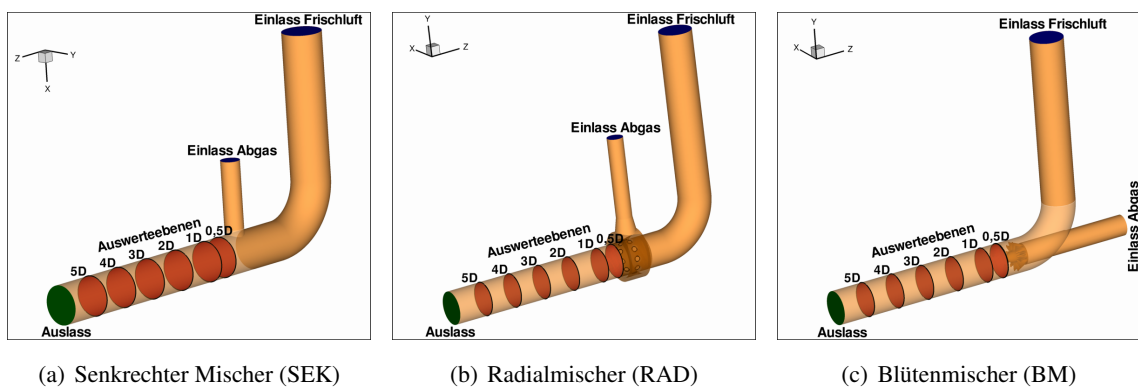
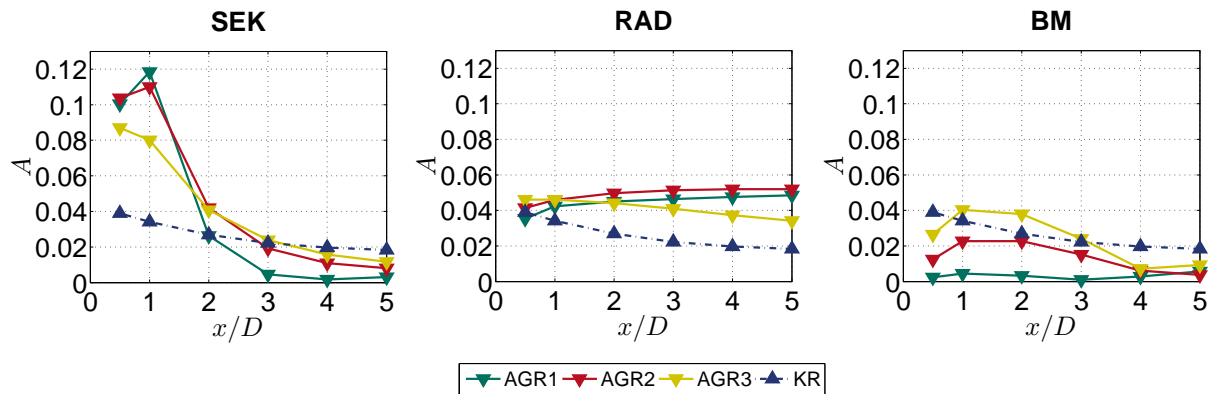


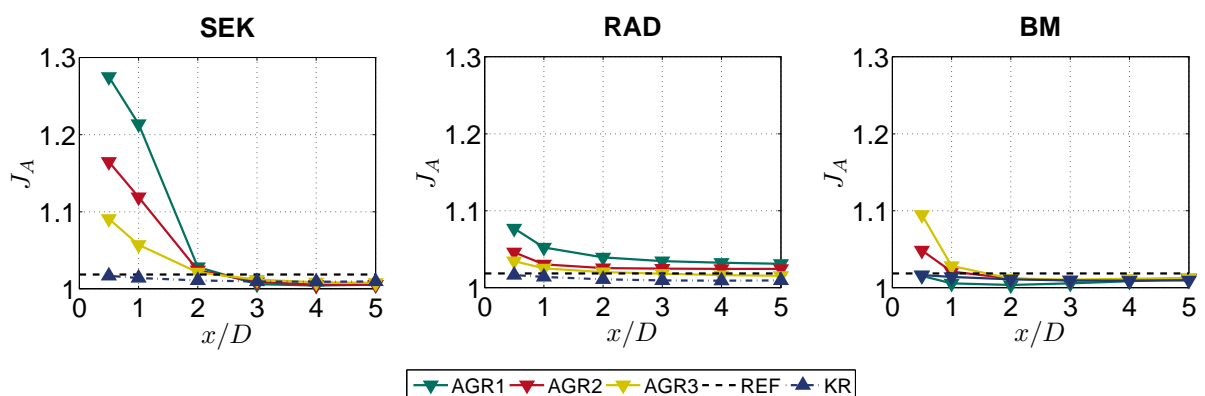
Abbildung 6.6.: Numerikmodelle der Mischer

Abbildung. 6.7 zeigt die Asymmetriekennzahl A über der Mischstrecke. Bedingt durch die einseitige Eindüsung des Sekundärmassestromes, stellt sich vor allem für den Senkrechten Mischer (SEK) zu Beginn eine starke Verschiebung des Massenstromschwerpunktes aus der Strömungsachse heraus ein. Bereits nach einer Mischstreckenlängen von $2-3D$ sind diese Ungleichmäßigkeiten abgeklungen und liegen auf dem Niveau einer Krümmerströmung (KR) und unterhalb der Werte des Radialmischers (RAD). Mit weiter zunehmender Mischstrecke liegt die Asymmetrie deutlich unter der des KR. Dies liegt, wie in Abb. 6.9 und 6.10 zu sehen ist, in der Verstärkung der Sekundärgeschwindigkeitsanteile begründet, die für einen schnellen Ausgleich der Ungleichförmigkeiten sorgen. Die beiden anderen Mischer zeigen im Verlauf der Asymmetriekennzahl A nicht diesen starken Gradienten. Verursacht durch die gleichmäßigere Eindüsung ist die Schwerpunktsverschiebung für den RAD deutlich geringer. Unabhängig vom Massenstromverhältnis liegen bei diesem Mischer die einzelnen Kurven dicht beisammen. Auffallend ist hierbei, dass die Asymmetrie mit längerer Mischstrecke, ausgenommen für AGR3, zunimmt und für alle drei Massenstromverhältnisse über der des KR liegt. Die Asymmetrie des Blütenmischers (BM) liegt, abgesehen für AGR3, stets unter der des KR. Für AGR1 liegt der Massenstromschwerpunkt sogar annähernd im Strömungsmittelpunkt. Nach einer Mischstrecke von $4-5D$ haben sich für alle drei Massenstromverhältnisse die Ungleichmäßigkeiten ausgeglichen und der Strömungsschwerpunkt liegt annähernd im Mittelpunkt. Für den BM ist auffällig, dass die Strömung umso ungleichmäßiger wird, je

Abbildung 6.7.: Asymmetriekennzahl A

mehr das Massenstromverhältnis von AGR1 abweicht. Dies liegt an einer ungünstigen Interaktion des BM mit dem Krümmer, auf die im Weiteren Verlauf der Arbeit (Kap. 7.1) noch ausführlicher eingegangen wird.

Der Verlauf der axialen Geschwindigkeitsverzerrung J_A über der Mischstrecke (Abb. 6.8) zeigt ebenfalls den negativen Einfluss der einseitigen Eindüsung des Senkrechten Mischers (SEK) auf die Gleichförmigkeit der Strömungsverhältnisse. Für eine Mischstrecke von $1D$ liegen die Werte von J_A deutlich über denen der anderen Mischer. Zusätzlich lässt sich eine deutliche Abhängigkeit der Störung vom Massenstromverhältnis erkennen. Erwartungsgemäß ist die Störung umso größer, je größer das Massenstromverhältnis ist. Auch hier zeigt sich ein sehr schnelles Abklingen der Störungen. Bereits nach einer Mischstrecke von $2D$ liegen die Ungleichförmigkeiten unabhängig vom Massenstromverhältnis etwa auf dem Niveau der geraden, ungestörten Zuströmung (REF). Mit zunehmender Mischstrecke werden die Inhomogenitäten noch weiter abgebaut und zeigen keine wesentlichen Unterschiede mehr zur Krümmerszuströmung (KR). Hierbei sei erwähnt, dass der KR nach dieser Mischstreckenlänge trotz seiner sehr ungleichförmigen Geschwindigkeitsverteilung am Krümmersaustritt infolge der durch die Sekundärströmungen begünstigten Ausmischvorgänge bereits unterhalb der axialen Geschwindigkeitsverzerrung einer ausgeprägten, vollturbulenten Rohrströmung (REF) liegt. Verglichen zum SEK zeigen die beiden

Abbildung 6.8.: Axiale Geschwindigkeitsverzerrung J_A

anderen Mischer bei der axialen Geschwindigkeitsverzerrung J_A nicht diesen starken Gradienten im Verlauf und diese deutliche Abhängigkeit vom Massenstromverhältnis. Darüber hinaus liegen die durch die Mischer verursachten Störungen zumindest zu Beginn ($0,5-2D$) auf deutlich niedrigerem Niveau als beim SEK. Die dennoch anfänglich vorhandenen geringen Ungleichförmigkeiten werden sehr schnell abgebaut. Für den Blütenmischer (BM) entspricht für alle drei Massenstromverhältnisse der Wert von J_A schon nach einer Mischstrecke von $1D$ annähernd dem der REF. Im weiteren Verlauf nimmt die axiale Verzerrung noch weiter ab. Die Unterschiede zum KR und dem SEK sind somit gering. Die im Vergleich zur REF kleineren Werte von J_A des BM liegen an seiner rein axialen Eindüsung der beiden Teilströme, die dafür sorgt, dass sich eine axiale Geschwindigkeitsverteilung einstellt, die einem Blockprofil sehr ähnlich ist. Dies führt gemäß der Definition von J_A (Gl. 2.16) zu sehr kleinen Werten. Der Radialmischer (RAD) hingegen bewegt sich für AGR1 und AGR2, trotz der sich mit längerer Mischstrecke abbauenden Störung, stets leicht über der REF. Für AGR3 hingegen sind die Unterschiede bereits zu Beginn sehr klein, so dass nach einer Mischstrecke von $2D$ keine wesentlichen Unterschiede mehr zur REF bestehen.

Der Umfangsgeschwindigkeitsanteil $J_{|U|}$ und der Normalgeschwindigkeitsanteil J_{norm} verdeutlichen abermals den ungünstigen Einfluss der stumpfen senkrechten Eindüsung des Senkrechten Mixers (SEK) auf die Strömungsbedingungen (Abb. 6.9 und 6.10). Durch diese Art der Zumischung wird der Anteil der Umfangskomponenten und damit auch der Normalgeschwindigkeitsanteil deutlich erhöht. Die Gründe hierfür werden in Kap. 7.1 noch verdeutlicht. Grundsätzlich werden die Strömungsverhältnisse beim SEK wiederum sehr stark vom Massenstrom- bzw. Impulsverhältnis geprägt. Mit abnehmendem Impulsverhältnis J wird die Beeinflussung und Störung der Strömung merklich kleiner. Für AGR3 sind die Sekundärgeschwindigkeitsanteile nur noch unwesentlich höher als die der Krümmierzuströmung (KR). Bezogen auf die Mischstreckenlänge dauert der Abbau der Störungen allerdings im Vergleich zu den zuvor diskutierten Kenngrößen deutlich länger. Erst nach einer Mischstreckenlänge von ca. $4-5D$ sind alle Störungen weitestgehend ausgemischt, so dass keine merklichen Unterschiede mehr zum KR bestehen. Der Radialmischer (RAD) demgegenüber sorgt von vornherein nicht für diese deutliche Zunahme des Sekundärgeschwindigkeitsanteils. Im Gegensatz zum SEK kommt es, verglichen zum KR, gar zu einem Abbau der Umfangs- bzw. Normalgeschwindigkeitsanteile. Mit abnehmendem Sekundärmassestrom wird dieser Effekt allerdings geringer, so dass der RAD für AGR3 gleichauf mit dem KR liegt. Für

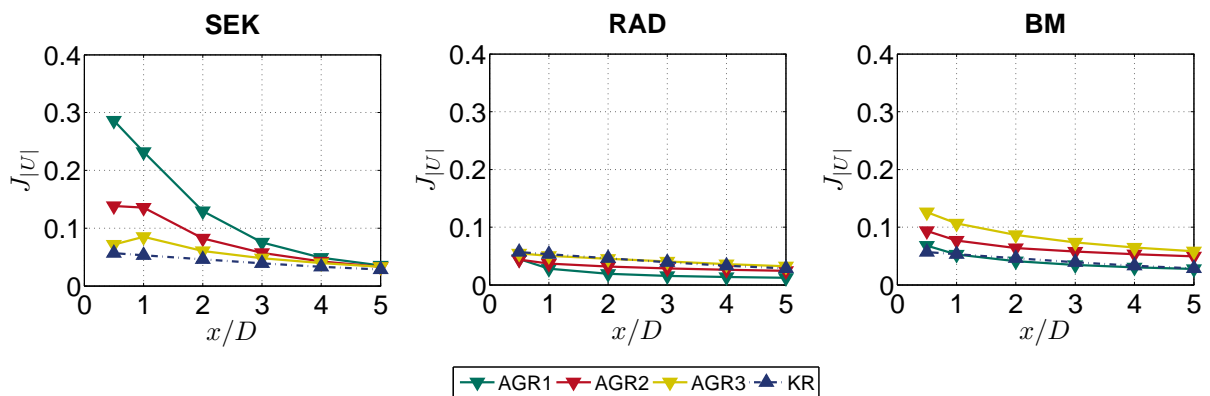
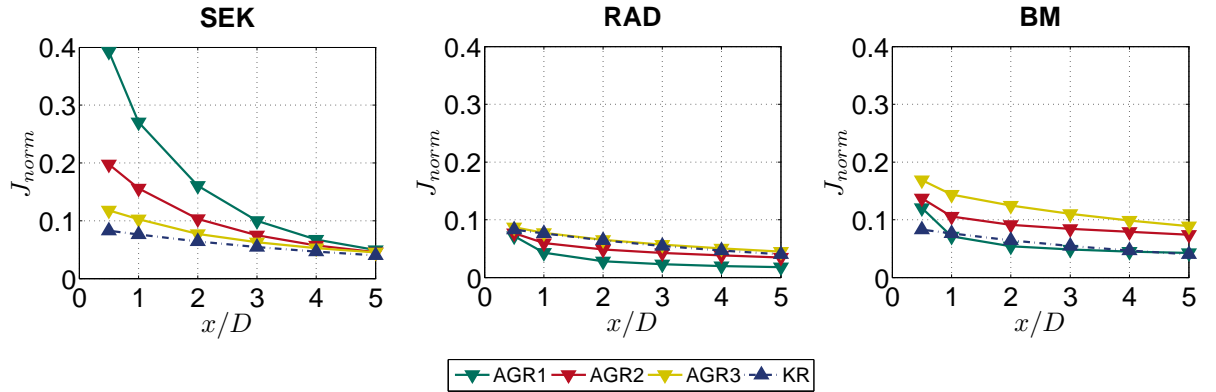


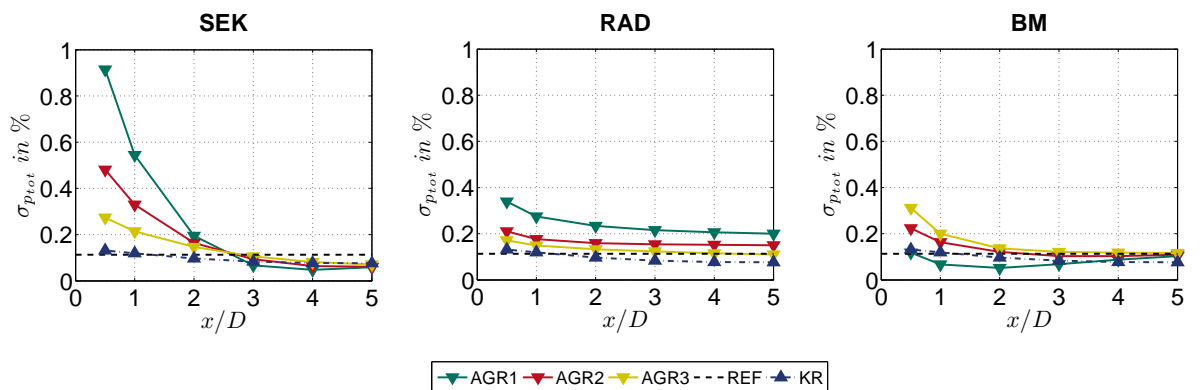
Abbildung 6.9.: Absoluter Umfangsgeschwindigkeitsanteil $J_{|U|}$

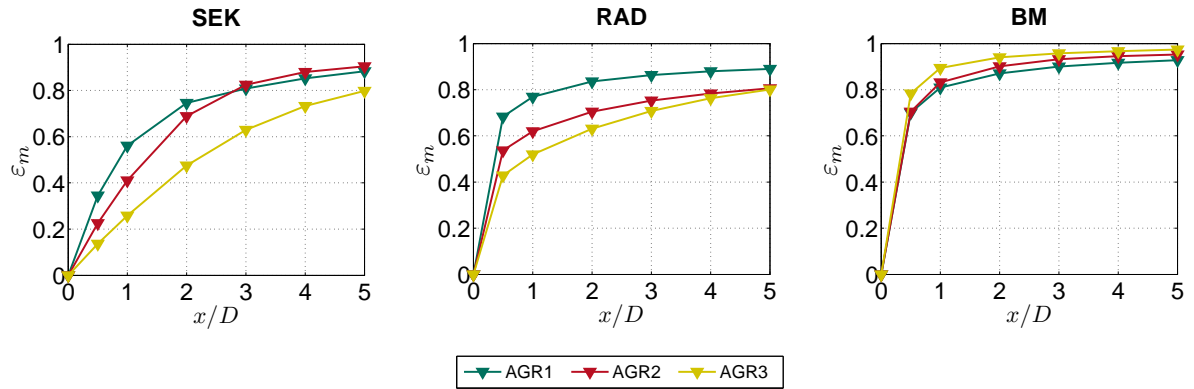
Abbildung 6.10.: Normalgeschwindigkeitsanteil J_{norm}

den Blütenmischer (BM) hingegen liegen nur für AGR1 die Werte von $J_{|U|}$ und J_{norm} vergleichbar mit denen des KR. Auch hier zeigt sich die bereits erwähnte zunehmende Beeinflussung der Strömungsfeldes mit abnehmendem Massenstromverhältnis. Für AGR2 und AGR3 liegen die Sekundärgeschwindigkeitsanteile sichtbar höher als für den KR. Diese werden auch nach einer Mischstrecke von $5D$ nicht mehr vollständig abgebaut.

In Abb. 6.11 ist die Totaldruckungleichverteilung σ_{ptot} über der Mischstrecke aufgetragen. Da der Totaldruck allerdings direkt mit den Geschwindigkeiten zusammenhängt, sind keine weiteren Erkenntnisse zu erwarten. Generell lässt sich feststellen, dass die Standardabweichungen des Totaldrucks bezogen auf den jeweiligen mittleren Totaldruck (Gl. 2.20) sehr gering sind. Größte Schwankungen zeigt auch hier der Senkrechte Mischer (SEK) für das größte Massenstromverhältnis (AGR1) mit fast 1% (Abb. 6.11).

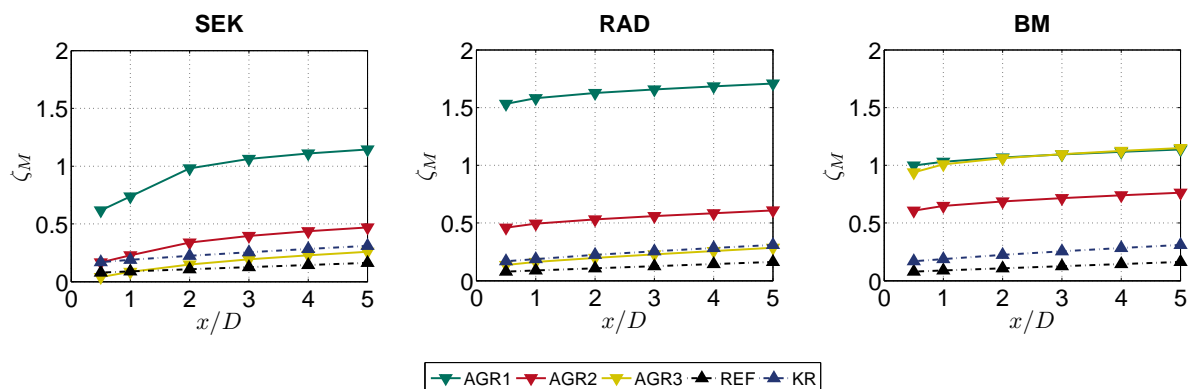
Im Anschluss sollen die beiden Kenngrößen Mischungsgüte und Totaldruckverlust, nach denen die Auslegung der Mischergeometrien erfolgte, diskutiert werden. Der Verlauf der Mischungsgüte (Abb. 6.12) für die beiden „Jet in Crossflow“ Mischer (SEK, RAD) zeigt deren erhebliche Abhängigkeit vom Impulsverhältnis J . Mit abnehmendem J nimmt der Gradient und damit auch die resultierende Mischungsgüte vor allem zu Beginn drastisch ab. Durch die einseitige stumpfe Eindüsung des Senkrechten Mixers

Abbildung 6.11.: Totaldruckungleichverteilung σ_{ptot}

Abbildung 6.12.: Mischungsgüte ε_m

(SEK) ist dieses Verhalten besonders deutlich ausgeprägt. Da der Anstieg der Mischungsgüte des SEK im Vergleich zum Radialmischer (RAD) deutlich flacher ist, braucht dieser je nach Impulsverhältnis ungefähr die zwei- bis dreifache Mischstrecke, um die gleichen Werte zu erreichen, die der RAD bereits nach einer Mischstrecke von $1D$ erreicht. Erst nach einer Mischstrecke von $5D$ liegt der SEK für alle Impulsverhältnisse annähernd auf dem Niveau des RAD. Der RAD erreicht bereits nach einer Mischstreckenlänge von $1-2D$ akzeptable Mischungsgüten, die sich vor allem für AGR1 über die weitere Mischstrecke nur noch geringfügig ändern. Anders verhält es sich für AGR2 und AGR3. Hier bringt eine längere Mischstrecke noch eine Zunahme der Mischungsgüte von ca. 10-20%. Doch auch bei einer Mischstrecke von $5D$ erreicht der RAD nie die hohen Mischungsgüten des Blütenmischers (BM). Dieser erreicht nach $5D$ unabhängig vom Massenstromverhältnis eine annähernd homogene Vermischung. Bereits nach einer Mischstrecke von $1D$ hat der BM je nach Massenstromverhältnis eine Mischungsgüte von 80-90% erreicht. Die bereits zuvor diskutierten zunehmenden Sekundärgeschwindigkeitsanteile für AGR2 und AGR3 führen im Vergleich zu AGR1 zu einer leicht höheren Mischungsgüte.

Die zunehmenden Geschwindigkeitsinhomogenitäten durch den Blütenmischer (BM) führen, wie in Abb. 6.13 zu sehen, jedoch zu höheren Totaldruckverlusten. Trotz des deutlich geringeren Sekundärmassestromes liegen die Totaldruckverluste für AGR3 somit auf gleichem Niveau wie für AGR1. Auf-

Abbildung 6.13.: Totaldruckverlustkoeffizient ζ_M

fällig im Vergleich zu den beiden anderen Mischern ist, dass der Totaldruckverlustkoeffizient des BM für unterschiedliche Massenstromverhältnisse geringere Unterschiede zeigt. Ein Vergleich der drei Mischer ergibt, dass der Senkrechte Mischer (SEK) fast durchweg die niedrigsten Totaldruckverluste aufweist, was für das zur Verfügung stehende Druckgefälle und somit für die zu realisierende AGR-Rate grundsätzlich wichtig ist. Erstaunlich ist, dass für AGR3 die Totaldruckverluste vor allem zu Beginn deutlich niedriger sind als für die Krümmerzuströmung (KR). Dies ist besonders im Hinblick auf die vereinfachende Annahme Dentons [23] zweifelhaft, nach der bei solchen Mischvorgängen die relative kinetische Energie des Sekundärmassestromes verloren geht. Im Vergleich zum KR würde dies für den SEK zusätzliche Verluste bedeuten. Unberücksichtigt bleibt bei dieser Annahme allerdings, dass es durch die Ausmischung zu einem statischen Druckrückgewinn kommt [5]. Des Weiteren zeigte sich bereits, dass sich bei dieser Konfiguration im Vergleich zum KR zusätzliche Sekundärgeschwindigkeitsanteile einstellen, die ebenfalls zusätzliche Verluste bedeuten. Vor dem Hintergrund, dass in der Literatur oft die nur bedingte Eignung der Numerik bezüglich der Totaldruckverlustvorhersage geschildert wird, können diese Ergebnisse nicht alle Fragen beantworten. Der Radialmischer (RAD) zeigt für AGR1 die höchsten Totaldruckverluste aller Mischer. Beiden „Jet in Crossflow“ Mischern ist jedoch der deutliche Abfall der Totaldruckverluste von AGR1 zu AGR2 gemeinsam. Für AGR2 aber auch AGR3 sind die Totaldruckverluste des RAD somit deutlich kleiner und zeigen wesentlich geringere Unterschiede zum SEK. Für AGR3 weist der RAD auch nur noch sehr geringe Unterschiede zum KR auf. Wird der Verlauf des Totaldruckverlustkoeffizienten über der Mischstrecke betrachtet, zeigt sich bei allen untersuchten Konfigurationen stets ein leichter Anstieg. Dies liegt zum einen an den noch stattfindenden Vermischungsvorgängen und zum anderen an den Rohrreibungsverlusten. Wird der Verlauf der geraden, ungestörten Zuströmung (REF) von den jeweiligen Kurven subtrahiert, ergibt sich der Totaldruckverlust, der alleine aus den Vermischungsvorgängen resultiert. Denton [23] zeigte, dass der Großteil der Ausmischverluste bereits nach sehr kurzer Mischstrecke erfolgt. Deshalb wird der Anstieg der Kurven für längere Mischstrecken flacher, so dass die Rohrreibung der dominierende Verlustmechanismus ist. Der SEK zeigt allerdings im Vergleich zu den anderen Mischern über eine wesentlich längere Strecke (bis ca. $2D$) einen deutlichen Anstieg des Totaldruckverlustkoeffizienten. Dadurch weist der SEK generell den größten Zuwachs des Totaldruckverlustkoeffizienten über die gesamte Mischstrecke auf. Besonders ausgeprägt ist dies für AGR1. Dieser Verlauf lässt darauf schließen, dass sich der Anteil der Vermischungsverluste an den Totaldruckverlusten, im Vergleich zu den anderen Mischern, erst nach einer deutlich längeren Mischstrecke vollständig ausgebildet hat. Beim RAD und BM tritt der Großteil der Vermischungsverluste bereits in unmittelbarer Nähe der Eindüsenstelle auf.

6.5. Diskussion

Die drei Mischerkonfigurationen zeigen ein sehr unterschiedliches Strömungsverhalten im Nachlauf. Der Senkrechte Mischer (SEK) zeigt durch die einseitige stumpfe Eindüsung des Sekundärmassestromes die größten Störungen der Strömungsverhältnisse. Diese Störungen weisen dabei eine deutliche Abhängigkeit vom Massenstrom- bzw. Impulsverhältnis auf. Mit abnehmendem Impulsverhältnis werden diese Störungen deutlich geringer. Auffällig hierbei ist der zügige Abbau der Inhomogenitäten. Bereits nach einer Mischstrecke von $2D$ hat eine deutliche Homogenisierung der Strömungsverhältnisse stattgefunden.

Bezüglich der Auslegungskriterien zeigt der SEK im Vergleich zu den anderen Mischern bei den Totaldruckverlusten deutliche Vorteile, bei der Mischungsgüte hingegen prinzipbedingt erhebliche Nachteile. Die beiden anderen Mischer, allen voran der Blütenmischer (BM), zeigen ein deutlich gleichmäßigeres Strömungsverhalten und auch eine deutlich bessere Vermischung der beiden Teilströme. Ebenso ist die Abhängigkeit vom Massenstromverhältnis weniger ausgeprägt. Beim BM zeigt sich allerdings, je mehr sich das Massenstromverhältnis von AGR1 unterscheidet, desto ungleichmäßiger wird das Strömungsfeld. Bei allen Mischergeometrien sind aber unabhängig vom Massenstromverhältnis nach einer Mischstrecke von $4-5D$ die Störungen der Strömungsverhältnisse weitestgehend abgebaut. Dadurch unterscheiden sie sich untereinander und im Vergleich zu der Krümmerströmung (KR) bzw. einer geraden, ungestörten Zuströmung (REF) nur unwesentlich.

In Tab. 6.1 ist bezüglich der betrachteten Merkmale eine Gegenüberstellung der einzelnen Mischer zu sehen.

Mischer	Mischungsgüte	Totaldruckverluste	Abhängigkeit von der AGR-Rate	Einfluss der Mischstreckenlänge
SEK	—	—	++	++
RAD	+	+	--	—
BM	++	+	—	--

Tabelle 6.1.: Bewertung der Strömungsverhältnisse der Mischer (++: sehr groß +: groß -: klein --: sehr klein)

7. Validierung der numerischen Ergebnisse

Um eine Validierung der numerischen Ergebnisse vorzunehmen, werden in diesem Kapitel die Ergebnisse der Simulation mit denen des Experimentes verglichen. Untersucht wird hierbei jeweils das Gesamtsystem (Verdichterstufe inklusive Mischer). Die Überprüfung der Vertrauenswürdigkeit der Ergebnisse beinhaltet den Vergleich der Zuströmbedingungen des Verdichters, die sich durch die unterschiedlichen Mischer und Massenstromverhältnisse ergeben. Anschließend wird das Betriebsverhalten des Gesamtsystems anhand von Kennlinienmessungen des Totaldruckverhältnisses und des isentropen Wirkungsgrades überprüft.

7.1. Zuströmbedingungen des Verdichters

In diesem Kapitel werden die numerischen und experimentellen Ergebnisse der Zuströmbedingungen in ME3 miteinander verglichen. Dies betrifft die Axialgeschwindigkeits-, die Normalgeschwindigkeits-, die Totaldruckverteilung wie auch die Mischungsgüte (Abb. 7.4-7.15). Untersucht werden die drei Mischer bei jeweils drei Massenstromverhältnissen nach einer Mischstreckenlänge von $1D$. Für den SEK konnte hierbei jedoch nicht die gesamte Messebene mit der Fünflochsonde vermessen werden. Die nicht messbaren Bereiche sind in den Konturdiagrammen als weiße Flächen dargestellt. Grund sind die großen Strömungswinkel, die sich vor allem im Nachlauf des eingedüsten Sekundärmassenstromes ergeben. Durch die Versperrungswirkung des Jets bildet sich in dessen Nachlauf wie bei einer Festkörperumströmung ein turbulentes Rückströmgebiet aus. Die dort auftretenden Strömungswinkel liegen außerhalb des Kalibrationsbereiches der FLS, so dass diese Bereiche nicht mehr erfasst werden können. Ein weiteres Problem ist die große Instationarität dieser Strömung, die mit einer FLS ebenfalls nicht zu erfassen ist. Generell gestaltet sich die Messung in diesem Bereich sehr schwierig, da die Geschwindigkeitsgradienten sehr groß sind und somit eine sehr feinauflösende Messung (zeitlich wie auch räumlich) notwendig wäre. Die Blick- und Eindüsungsrichtung des Abgases ist in Abb. 7.1 zu sehen. Die Messgrößen werden dabei auf den jeweiligen Mittelwert in der Messebene bezogen. Ausnahme bildet der SEK, da aufgrund der unvollständigen Messung eine Mittelwertbildung in der Messebene nicht möglich ist. In diesem Fall werden die betrachteten Größen auf

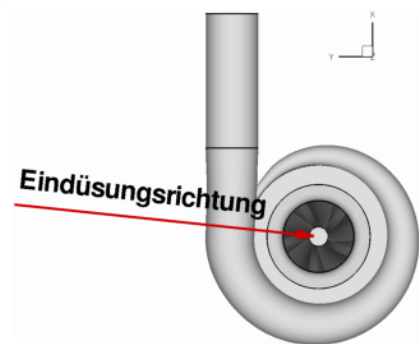


Abbildung 7.1.: Blick- und Eindüsungsrichtung

den jeweiligen Mittelwert in der Frischluftleitung (ME1) bezogen. Dies macht zwar einen Vergleich der einzelnen Mischer untereinander unmöglich, erlaubt aber den Vergleich der Ergebnisse der numerischen Simulation mit denen des Experimentes. Ebenso wird bei allen Mischerkonfigurationen der Totaldruck auf den mittleren Totaldruck in der ME1 bezogen. Dies ermöglicht eine Aussage über die Größe und Lage der auf den Hauptmassenstrom bezogenen Totaldruckverlustgebiete. Um die Unterschiede in den einzelnen Konturdiagrammen besser herauszuarbeiten, sind nicht alle Konturdiagramme gleich skaliert. Nur die Ergebnisse der Numerik und des Experimentes eines Mischers sind jeweils gleich skaliert. Neben dem Vergleich zwischen Numerik und Experiment ist die Analyse der Strömungsphänomene ein wesentlicher Bestandteil dieses Kapitels.

7.1.1. Referenz und Krümmer

Bevor die Mischerkonfigurationen diskutiert werden, wird der Nachweis geführt, dass sich am Prüfstand für eine gerade, ungestörte Zuströmung (REF) und eine Krümmerzuströmung (KR) die zu erwartenden Strömungsverhältnisse einstellen und die Numerik in der Lage ist, diese wirklichkeitsgetreu darzustellen. Die Diskussion wird mithilfe der Axial- und Normalgeschwindigkeitsverteilung geführt.

In Abb. 7.2(a) ist zu erkennen, dass die Börger-Düse in Verbindung mit einer Einlaufstreckenlänge von ca. $22D$ und die montierten Gleichrichterwaben und Netze dafür sorgen, dass sich im Experiment für die REF ein rotationssymmetrisches Rohrgeschwindigkeitsprofil in der Zuströmung des Verdichters (ME3) einstellt. Auch die Numerik zeigt für die REF (Abb. 7.2(b)) ein rotationssymmetrisches axiales Geschwindigkeitsprofil. Allerdings weist dieses, bedingt durch die Randbedingungen (siehe Kap. 4.3), einem Blockprofil ähnelnde Strukturen auf. Um ein vollkommen ausgeprägtes Rohrprofil zu erhalten, wären deutlich längere Einlaufstrecken notwendig. Aufgrund der daraus resultierenden Größe des numerischen Modells würde das allerdings den vertretbaren Aufwand bezüglich der Rechnerressourcen und der Berechnungsdauer deutlich überschreiten. Weiß [101] konnte diesbezüglich zeigen, dass diese geringen Abweichungen der Strömungsverhältnisse am Laufradeintritt zu keinen signifikanten Einflüssen auf das Verdichterbetriebsverhalten führen. Im Falle einer Krümmerzuströmung zeigt sich im Experiment das für sie typische Geschwindigkeitsprofil. Dies zeichnet sich durch eine axiale Geschwindigkeitsüberhöhung auf der Krümmeraußenseite aus (Abb. 7.2(a)). Allerdings wird das Gebiet der Geschwindigkeitsüberhöhung von der Numerik zu groß vorhergesagt. Es erstreckt sich im Vergleich zum Experiment

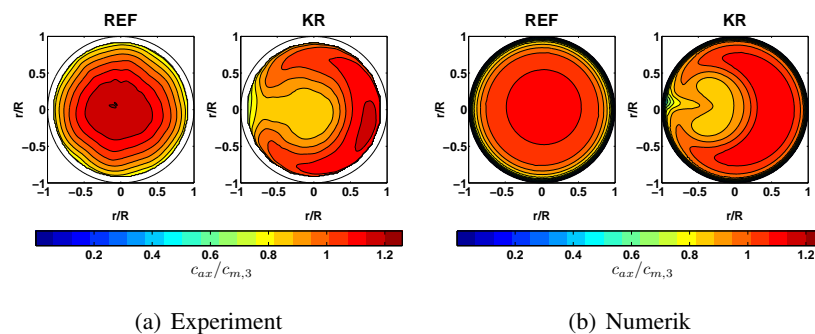
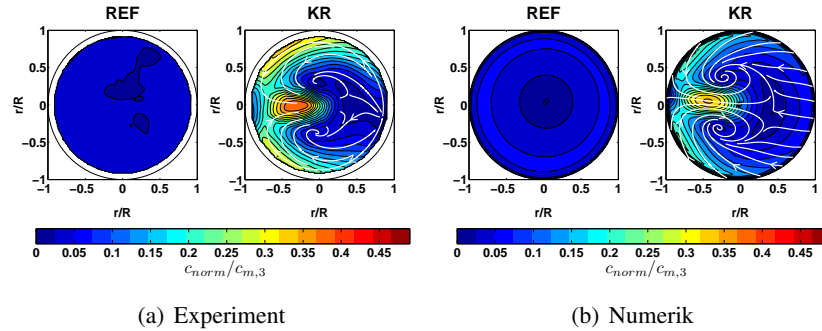


Abbildung 7.2.: Axiale Geschwindigkeitsverteilung $c_{ax}/c_{m,3}$ für REF und KR

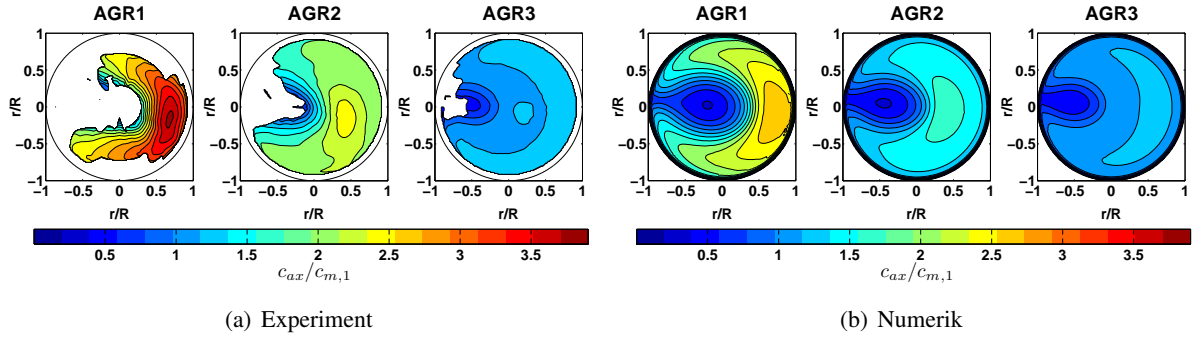
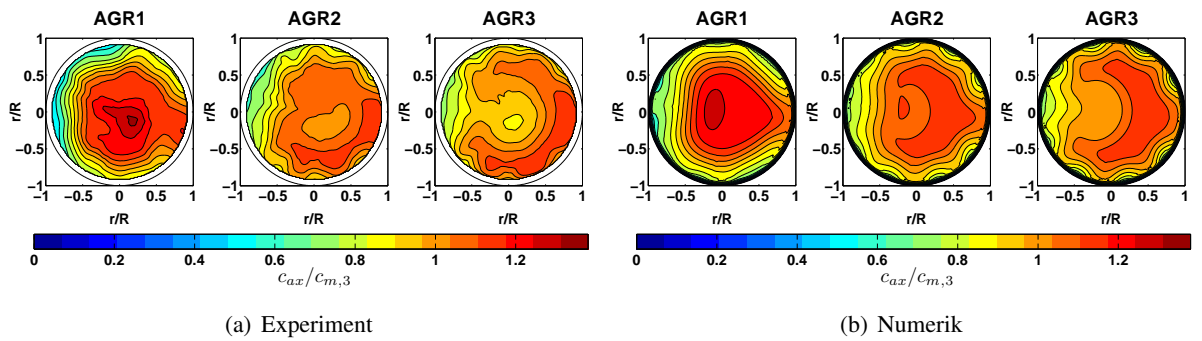
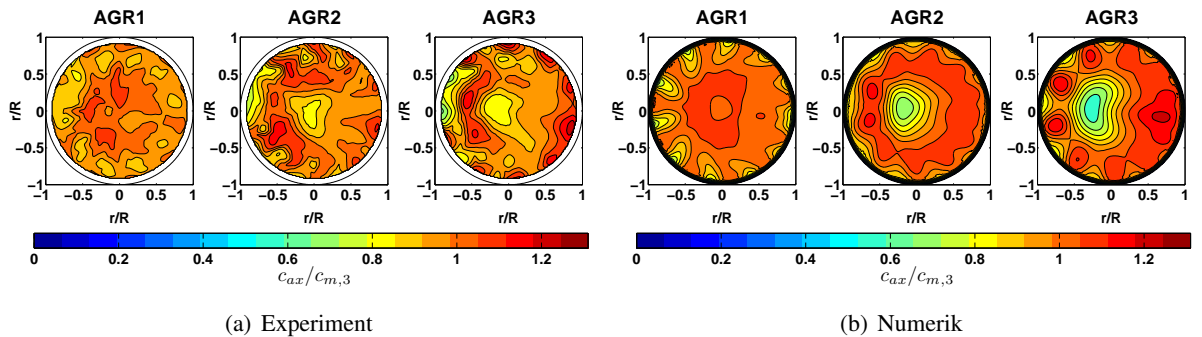
Abbildung 7.3.: Normalgeschwindigkeitsverteilung $c_{norm}/c_{m,3}$ für REF und KR

deutlich weiter in Richtung Rohrmitte. Für die Normalgeschwindigkeit ergeben sich in der numerischen Simulation wie auch im Experiment die typischen gegensinnig rotierenden Doppelwirbel einer Krümmungsströmung (Abb. 7.3(a) und 7.3(b)). Der Anteil an Sekundär- bzw. Normalgeschwindigkeit wird von der Numerik allerdings zu gering vorausgesagt.

7.1.2. Mischergeometrien

Axialgeschwindigkeit

Für die axiale Geschwindigkeitsverteilung des SEK ist vor allem für AGR1 eine deutliche Geschwindigkeitsüberhöhung auf der der Eindüsung gegenüberliegenden Seite zu erkennen (Abb. 7.4). Diese ergibt sich aus zweierlei Gründen. Zum einen ist sie durch die axiale Geschwindigkeitsverteilung des Krümmers bedingt. Zum anderen wird dieser Effekt bei AGR1 durch das hohe Impulsverhältnis noch verstärkt, da der Sekundärmassestrom tief in die Hauptströmung bis fast zur Krümmenaußenseite eindringen kann. Die damit verbundene Versperrungswirkung auf der Krümmerinnenseite sorgt darüber hinaus dafür, dass der Hauptmassestrom auf die Krümmenaußenseite ausweichen muss. In Abb. 7.4(b) ist das Totraumgebiet hinter dem eindringenden Jet deutlich zu erkennen. Nimmt das Impulsverhältnis für AGR2 und AGR3 ab, verringert sich die Eindringtiefe des Sekundärmassestromes und damit auch die Versperrungswirkung. Auf der Krümmerinnenseite kann der eingedüste Strahl bei entsprechendem Impulsverhältnis zu einer Auffüllung des axialen Geschwindigkeitsdefizites der Krümmungsströmung führen. Die axiale Geschwindigkeitsverteilung wird daher für kleinere Impulsverhältnisse deutlich gleichmäßiger. Der RAD zeigt infolge des über den Umfang eingedüsten Abgases eine deutlich gleichmäßigere axiale Geschwindigkeitsverteilung (Abb. 7.5). Doch auch hier sind Geschwindigkeitsüberhöhungen zu erkennen, die mit abnehmendem Impulsverhältnis aus dem Bereich der Rohrmitte in Richtung Krümmenaußenseite wandern. Da die Geschwindigkeitsverteilung nicht absolut achsensymmetrisch ist, deutet dies darauf hin, dass die Durchsatzverteilung durch die zehn Bohrungen am Umfang nicht gleichmäßig ist. Die Bohrungen auf der Seite der Abgasleitung werden erwartungsgemäß bevorteilt. Die damit einhergehende größere Versperrungswirkung auf dieser Seite bedingt eine Geschwindigkeitsüberhöhung auf der gegenüberliegenden Seite. Ein weiterer Effekt, der vor allem bei der Betrachtung der Normalgeschwindigkeiten deutlich wird, ist, dass sich die typischen Krümmungsströmungsmerkmale - in diesem

Abbildung 7.4.: Axiale Geschwindigkeitsverteilung $c_{ax}/c_{m,1}$ für SEK 1DAbbildung 7.5.: Axiale Geschwindigkeitsverteilung $c_{ax}/c_{m,3}$ für RAD 1DAbbildung 7.6.: Axiale Geschwindigkeitsverteilung $c_{ax}/c_{m,3}$ für BM 1D

Fall die axiale Geschwindigkeitsüberhöhung - für kleinere Impulsverhältnisse wieder verstärkt ausbilden können. Grundsätzlich wird die ungleichmäßige Eindüsung durch die einzelnen Bohrungen durch die Krümmerströmungseffekte verstärkt, da sie für eine Ungleichverteilung des Impulsverhältnisses über den Umfang sorgen. Abhilfe können weitere Maßnahmen an der Bohrungsgestaltung schaffen, die jedoch zu weiteren Totaldruckverlusten führen würden. Der BM zeigt aufgrund seiner axialen Eindüsung der beiden Massenströme das homogenste Geschwindigkeitsfeld (Abb. 7.6). Eine Reduzierung des Sekundärmassestromanteils führt jedoch zu einer zunehmenden Inhomogenität, die sich in Form von leichten Geschwindigkeitsüberhöhungen auf der Krümmeraußenseite zeigen. Grund hierfür ist eine zunehmende Interaktion zwischen dem Krümmer und der Blüte. Mit abnehmendem Massenstromverhältnis wird der Einfluss des Frischluftmassenstromes und damit der Krümmerströmung dominanter, was sich in der

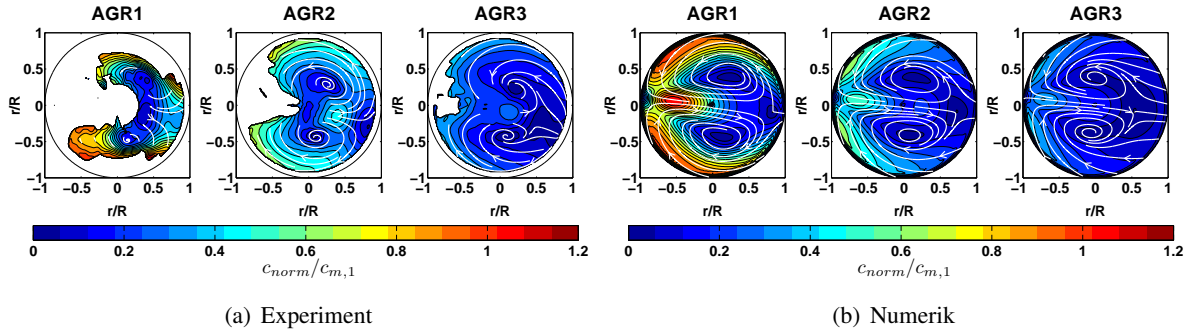
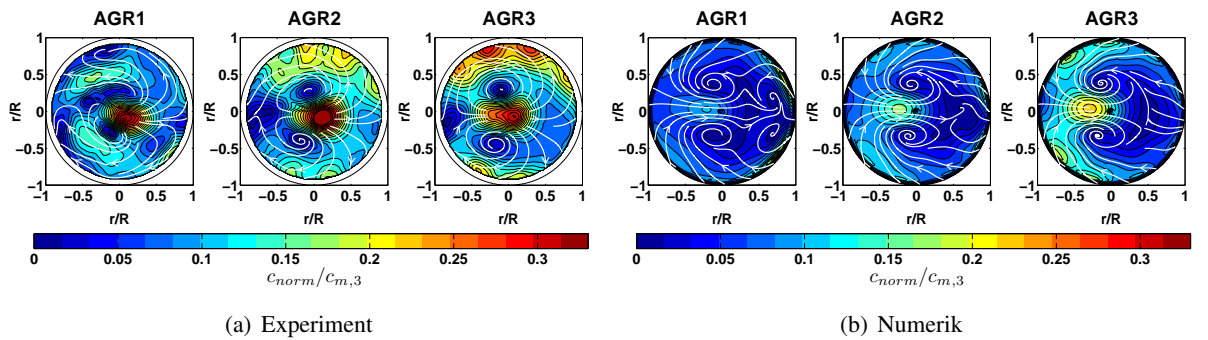
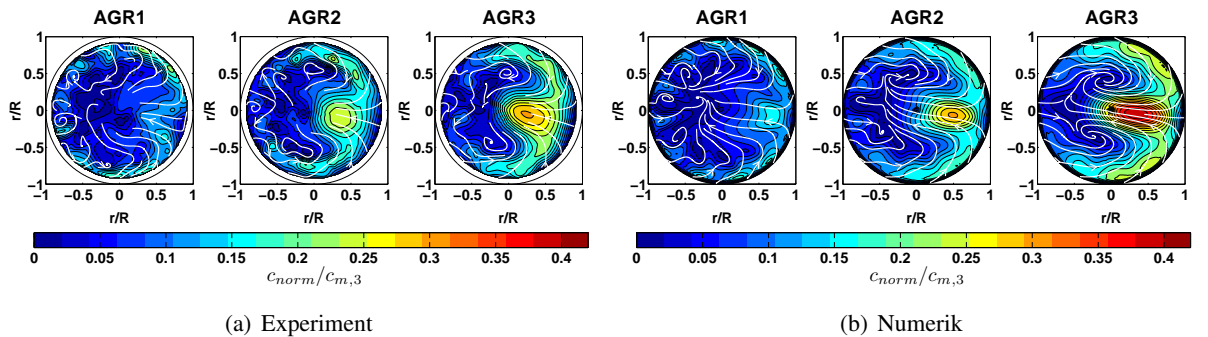
typischen Geschwindigkeitsüberhöhung auf der Krümmeraußenseite äußert.

Generell zeigen die numerischen Ergebnisse qualitativ gute Übereinstimmung mit den Messergebnissen. Die Lage und auch die Ausdehnung der entsprechenden Gebiete wird für alle Mischer und Massenstromverhältnisse gut wiedergegeben. Für den RAD und BM zeigen sich auch quantitativ gute Übereinstimmungen. Beim SEK hingegen werden die Geschwindigkeitsüberhöhungen vor allem für große Massenstromverhältnisse quantitativ deutlich unterschätzt.

Normalgeschwindigkeit

Die Normalgeschwindigkeit ist eine geeignete Größe, um die resultierenden Sekundärströmungen zu beurteilen. Um dies zu veranschaulichen sind in die Konturdiagramme zusätzlich die Stromlinien eingezeichnet (Abb. 7.7-7.9).

Für den SEK sind die durch den Krümmer verursachten gegensinnig rotierenden Doppelwirbel deutlich zu erkennen (Abb. 7.7). Grund hierfür ist die Stelle der Eindüsung, die sich auf der Krümmerinnenseite befindet (Abb. 6.1). Somit wird der Sekundärmassenstrom exakt zwischen die beiden Doppelwirbel der Krümmerströmung eingedüst. Die Eindüsungs- und die Rotationsrichtung der Doppelwirbel ist hierbei identisch. Dies führt zu einer zusätzlichen Intensivierung der Wirbel. Hierdurch bilden sich bei diesem Mischer Gebiete überhöhter Normalgeschwindigkeit an der Krümmerinnenseite aus, die mit kleinerem Impulsverhältnis deutlich an Intensität und Größe verlieren. Grundsätzlich ermöglichen es die Krümmerwirbel dem Abgas tiefer in den Hauptmassenstrom einzudringen, als es ihm in einer einfachen Rohrströmung möglich wäre. Der Krümmer wirkt sich daher in dieser Konstellation begünstigend auf die Vermischung aus. Dies ist im Einklang mit den zuvor genannten Anforderungen (homogene Vermischung der beiden Teilströme). Bei einer Eindüsung auf der gegenüberliegenden Seite würde sich ein gegenteiliger Effekt einstellen [13]. Beim RAD wird durch die über den Umfang verteilte Eindüsung die Sekundärströmung des Krümmers in der Art beeinflusst, dass sich die Doppelwirbel nicht mehr in dieser ausgeprägten Form ausbilden (Abb. 7.8). Gleichwohl zeigen sich auch für diesen Mischer auf der Krümmerinnenseite Gebiete höherer Normalgeschwindigkeit. Die Größe und Intensität dieser Gebiete nimmt dabei mit kleiner werdendem Impulsverhältnis zu. Das bedeutet, dass die abnehmende Beeinflussung durch das eingedüste Abgas dafür sorgt, dass sich die Doppelwirbel wieder verstärkt ausbilden können. Der Vergleich zwischen Numerik und Experiment zeigt in diesem Fall, dass der Normalgeschwindigkeitsanteil von der Numerik unterschätzt wird. Zusätzlich sind vor allem für AGR1 deutliche Unterschiede in der Stromliniendarstellung zu erkennen. Entgegen den Erwartungen bilden sich im Experiment auf der Krümmerinnenseite Sekundärströmungen aus, die der Sekundärströmung des Krümmers und der Eindüsungsrichtung entgegen gerichtet sind. In der Numerik sind in diesem Bereich die Stromlinien erwartungsgemäß zur Rohrmitte gerichtet. Zusätzlich bildet sich in der Numerik für AGR1 zu den vorhandenen Doppelwirbeln des Krümmers ein Wirbelpaar auf der Krümmeraußenseite aus. Grund für die Abweichungen zwischen Numerik und Experiment können fertigungsbedingte Ungenauigkeiten sein, die sich aufgrund der geringen Abmessungen der Geometrie sehr stark auswirken. Bei den Versuchen war aufgefallen, dass dieser Mischer sehr sensibel auf Ungleichmäßigkeiten reagiert. Trotz aller Maßnahmen, die getroffen wurden, um die Strömung so gleichmäßig wie möglich zu gestalten, traten

Abbildung 7.7.: Normalgeschwindigkeitsverteilung $c_{norm}/c_{m,1}$ für SEK 1DAbbildung 7.8.: Normalgeschwindigkeitsverteilung $c_{norm}/c_{m,3}$ für RAD 1DAbbildung 7.9.: Normalgeschwindigkeitsverteilung $c_{norm}/c_{m,3}$ für BM 1D

diese Strömungszustände reproduzierbar auf. Mit abnehmendem Impulsverhältnis verringern sich diese Effekte jedoch und die Numerik gibt die Strömungsverhältnisse wieder, wie sie sich auch im Experiment einstellen. Ebenfalls auffällig ist, dass sich im Experiment trotz aller vergleichmäßigen Maßnahmen keine absolut achsensymmetrische Strömung einstellt. Der BM zeigt vor allem für AGR1 einen sehr geringen Anteil an Normalgeschwindigkeit (Abb. 7.9). Die typische Sekundärströmung des Krümmers kann sich durch die Positionierung der Blüte im Krümmeraustritt nicht ausbilden. Stattdessen bildet sich eine Sekundärströmung aus, die von der Krümmeraußenseite zur -innenseite gerichtet ist. Ursächlich hierfür ist die durch den Krümmer bedingte Geschwindigkeitsüberhöhung des Frischluftmassenstromes auf der Krümmeraußenseite in Kombination mit der nach innen gerichteten radialen Umlenkung durch die Blüte. Es kommt somit auf der Frischluftseite über den Umfang zu einer ungleichmäßigen Durch-

strömung der Blüte. Mit zunehmender Dominanz des Frischluftmassenstromes (AGR2, AGR3) kommt es dadurch zu einer verstärkten Ausbildung dieser Sekundärströmung. Darüber hinaus kommt es an der Versperrung in der Blütenmitte mit abnehmendem Sekundärmassestrom zu Strömungsablösungen.

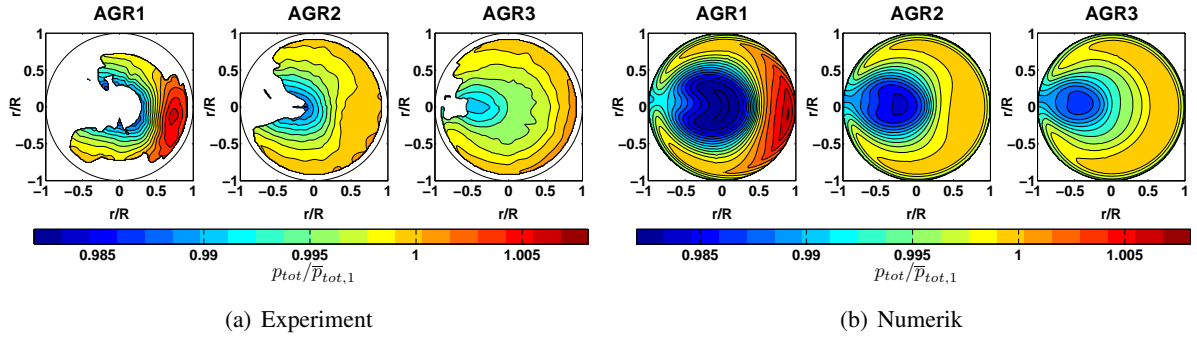
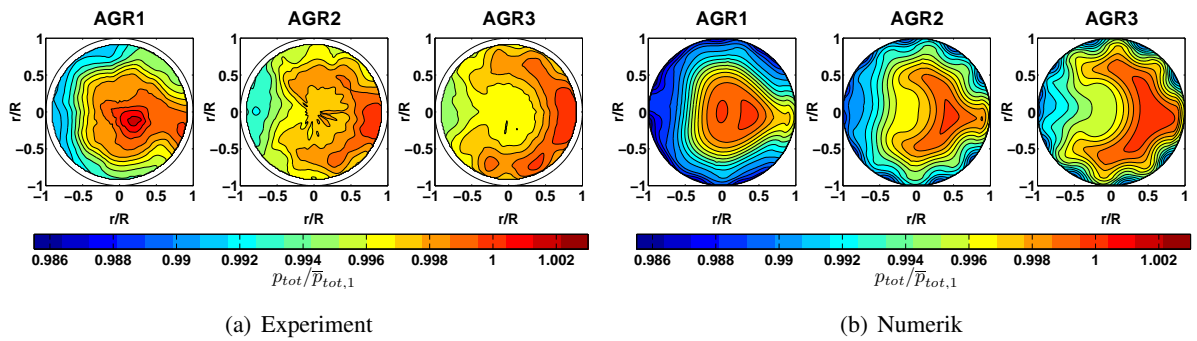
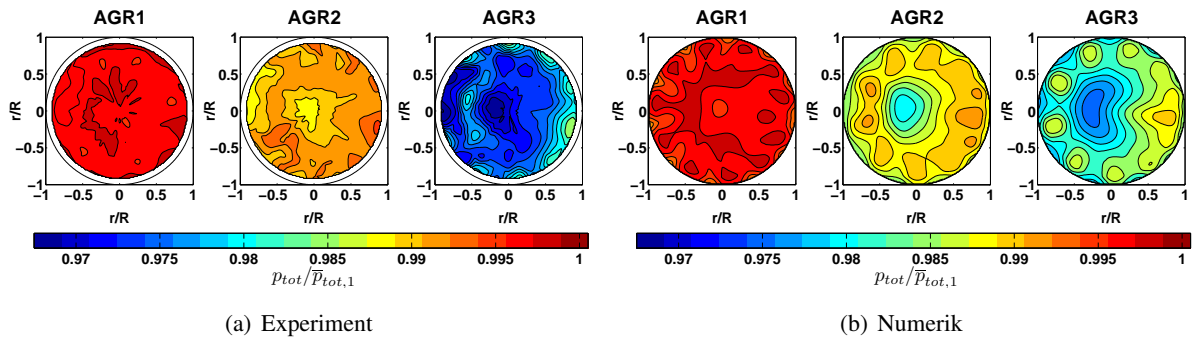
Bis auf die bereits diskutierten Abweichungen beim RAD ist die Numerik in der Lage, die resultierenden Sekundärströmungen qualitativ gut wiederzugeben. Die Lage und Größe der entsprechenden Strömungsgebiete werden für die unterschiedlichen Mischer gut vorhergesagt. Für den SEK zeigt die Numerik auch quantitativ gute Übereinstimmungen, wohingegen sie für den BM die Normalgeschwindigkeitsanteile überschätzt.

Totaldruck

In den nachfolgenden Diagrammen ist der lokale Totaldruck in der Verdichtereintrittsebene (ME3) bezogen auf den mittleren Totaldruck in der Eintrittsebene des Krümmers (ME1) dargestellt. Dies ermöglicht neben der Veranschaulichung der Totaldruckverteilung eine Aussage über die Lage und Größe der Verlustgebiete. Aufgrund des direkten Zusammenhangs zwischen Totaldruck und der Geschwindigkeit sind jedoch qualitativ keine neuen Erkenntnisse bezüglich der resultierenden Störungen und Inhomogenitäten zu erwarten.

Für den SEK stellt sich aufgrund der Geschwindigkeitsüberhöhungen auf der Krümmeraußenseite auch eine Überhöhung im Totaldruck ein (Abb. 7.10). Ebenso sind die Nachlaufgebiete des eingedüsten Strahls zu erkennen, in denen sich infolge der sich einstellenden Rezirkulationsgebiete erhebliche Verluste ergeben. Die Größe des Nachlaufes und damit auch die Verluste nehmen mit abnehmendem Impulsverhältnis deutlich ab. Dadurch kommt es zu einer Vergleichmäßigung der Totaldruckverteilung. Die Ausbildung von Nachlaufgebieten zeigt sich ebenfalls beim RAD (Abb. 7.11). Hierbei erstrecken sich diese Gebiete weiter über den Umfang und dringen nicht so tief in die Hauptströmung ein. Die vorhergehende Aussage, dass die Massenstromverteilung bzw. das Impulsverhältnis über die einzelnen Bohrungen nicht gleichmäßig ist, wird durch diese Darstellung nochmals verdeutlicht. Die Nachlaufgebiete bilden sich hauptsächlich auf der Seite der Abgasleitung aus. Dort ist der Impuls der eindringenden Strahlen größer, so dass diese besser in der Lage sind, in die Hauptströmung einzudringen. Somit sind auch die in deren Nachlauf entstehenden Verlustgebiete größer. Mit abnehmendem Impulsverhältnis nimmt die radiale Erstreckung dieser Gebiete entsprechend ab. Der BM zeigt eine sehr homogene Verteilung des Totaldrucks in der Querschnittsebene (Abb. 7.12). Auffallend ist hier die Zunahme der auf den Hauptmassenstrom bezogenen Totaldruckverluste bei kleiner werdendem Massenstromverhältnis. Verursacht werden diese durch die zunehmenden Sekundärströmungen und die Strömungsablösung an der Versperrung.

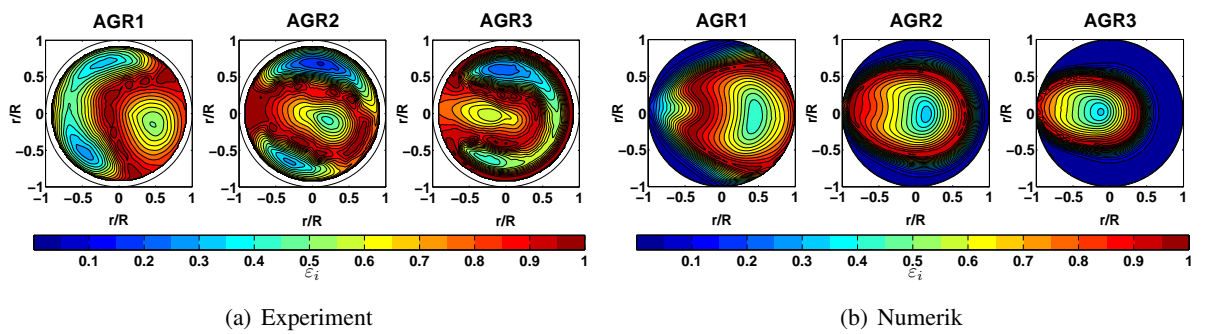
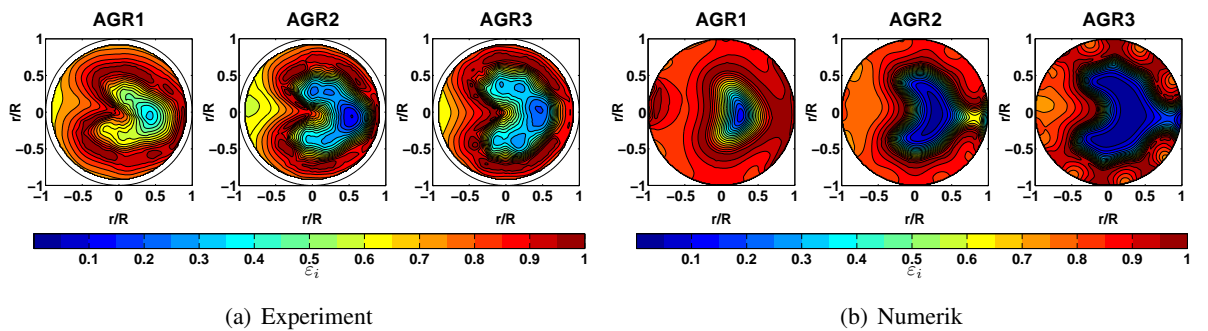
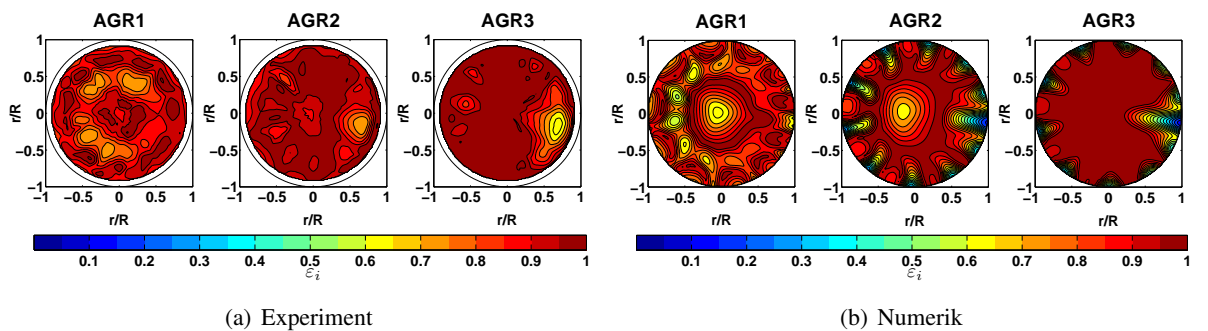
Hinsichtlich Totaldruckverteilung und entstehender Verlustgebiete ist die Numerik gut in der Lage, das Strömungsverhalten qualitativ vorherzusagen. Allerdings werden die Verluste durch die Numerik in den meisten Fällen überschätzt. Eine Ausnahme bildet hier der BM für AGR3, bei dem die Numerik die Totaldruckverluste unterschätzt. Das prinzipielle Problem der numerischen Modelle, die Totaldruckverluste solcher Geometrien korrekt vorherzusagen, wurde in der Literatur mehrfach beobachtet (vgl. Kap. 2).

Abbildung 7.10.: Totaldruckverteilung $p_{tot}/\bar{p}_{tot,1}$ für SEK 1DAbbildung 7.11.: Totaldruckverteilung $p_{tot}/\bar{p}_{tot,1}$ für RAD 1DAbbildung 7.12.: Totaldruckverteilung $p_{tot}/\bar{p}_{tot,1}$ für BM 1D

Mischungsgüte

Die Mischungsgüte verdeutlicht den gravierenden Einfluss des Impulsverhältnisses für die „Jet in Cross-flow“ Mischer. Mit geringerem Impulsverhältnis nimmt die Eindringtiefe des Abgases und somit die Vermischung deutlich ab. Für den SEK bildet sich eine heiße Strähne aus, deren Lage und Größe maßgeblich vom Impulsverhältnis bestimmt wird (Abb. 7.13). Die Gebiete hoher Mischungsgüte, die sich im Experiment bei AGR3 ringförmig im Wandbereich ausbreiten, sind keine Folge von Mischungsvorgängen, sondern ergeben sich aus Wärmeströmen vom Verdichtergehäuse auf das strömende Fluid, wodurch das wandnahe Fluid erwärmt wird (Abb. 7.13(a)). Dies führt zu der verfälschten Aussage hoher Mischungsgüte im wandnahen Bereich. In der Numerik stellen sich diese Vorgänge aufgrund der

adiabaten Randbedingungen nicht ein. Auf die Problematik der Wärmeströme wird in Kap. 7.3.1 noch näher eingegangen. Beim RAD führt die Eindüsung des Sekundärmassestromes über mehrere über den Umfang verteilte Bohrungen zu einer deutlich gleichmäßigeren Vermischung der beiden Masseströme (Abb. 7.14). Allerdings ist die Mischungsgütenverteilung aufgrund der nicht gleichmäßigen Eindüsung durch die einzelnen Bohrungen nicht rotationssymmetrisch. Eine weitere Ursache für diese Ungleichverteilung ist der Einfluss der Doppelwirbel der Krümmenströmung. Als Folge wird auf der Krümmerrinnenseite der heiße Sekundärmassestrom in Richtung Rohrmitte transportiert, wohingegen er auf der Krümmenaußenseite entlang der Rohrwand zur gegenüberliegenden Seite transportiert wird. Der BM zeigt bereits nach einer Mischstrecke von $1D$ eine sehr homogene Vermischung, die sich mit abnehmendem Massestromverhältnis weiter verbessert (Abb. 7.15). Ausschlaggebend hierfür ist die zunehmende Sekundärströmung bei AGR2 und AGR3. Diese ergibt sich durch die über den Umfang ungleichmä-

Abbildung 7.13.: Mischungsgüte ε_i für SEK $1D$ Abbildung 7.14.: Mischungsgüte ε_i für RAD $1D$ Abbildung 7.15.: Mischungsgüte ε_i für BM $1D$

big verteilte Durchströmung und den zunehmenden Einfluss des Frischluftmassenstromes bei kleinen Massenstromverhältnissen. Diese Dominanz des Frischluftmassenstromes spiegelt sich auch in der Mischungsgüte in Form der unvermischten Bereiche auf der Krümmeraußenseite wider. Einen weiteren positiven Effekt auf die Vermischung haben die Rezirkulationsgebiete, die sich durch die Ablösung an der Versperrung einstellen.

Die numerischen Ergebnisse zeigen bezüglich der Lage und Größe der vermischten und unvermischten Bereiche gute Übereinstimmungen mit den experimentellen Ergebnissen. Wie jedoch bereits mehrfach in der Literatur geschildert, werden die zugrundeliegenden Temperaturgradienten deutlich zu groß vorhergesagt, was zu einer sehr scharfen Trennung der Bereiche führt. Ursächlich hierfür ist unter anderem das Turbulenzmodell. Modelle mit Gradientenflussansatz, wie etwa das verwendete $k-\varepsilon$ Realizable Modell, vermögen die Vermischungsvorgänge nicht korrekt vorherzusagen und führen dazu, diese zu unterschätzen. Die Unterschiede zwischen Numerik und Experiment beim BM ergeben sich noch zusätzlich durch das begrenzte Messraster im Experiment (vgl. Abb. 3.5). Dadurch können die feinen Strukturen, die sich durch die Blüten im Wandbereich einstellen, nicht aufgelöst werden.

7.1.3. Totaldruckverluste

Eine sehr entscheidende Größe bei der Beurteilung der Mischer und deren Auswirkungen auf das Betriebsverhalten des Gesamtsystems ist deren Totaldruckverlust. Bereits in Kap. 7.1.2 zeigten die numerischen Ergebnisse bei der lokalen Totaldruckverteilung quantitative Abweichungen vom Experiment. In diesem Abschnitt wird die integrale Kenngröße des Totaldruckverlustkoeffizienten (Gl. 2.25) betrachtet. Der Vergleich zwischen Numerik und Experiment wird exemplarisch für den RAD und den BM durchgeführt, da es für den SEK messtechnisch nicht möglich war, die komplette Querschnittsebene zu erfassen. Ebenso sei erwähnt, dass bei den nachfolgenden experimentellen und numerischen Untersuchungen die Temperatur der beiden Teilmassenströme der Umgebungstemperatur entspricht ($T_j/T_\infty = 1$). Die Gründe werden in Kap. 7.3.1 noch dargelegt. In Kap. 2.8.4 wurde bereits die Problematik der Definition

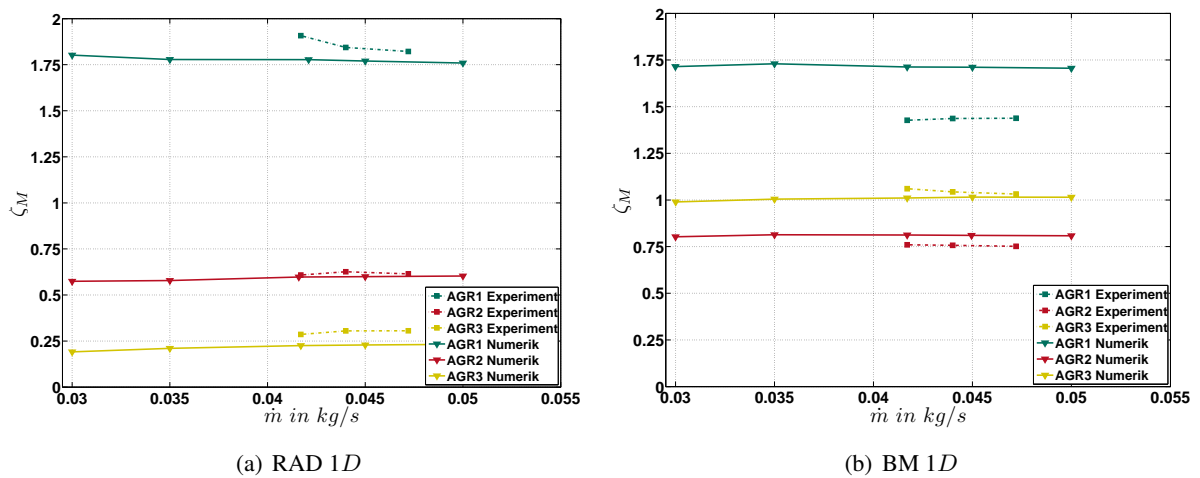


Abbildung 7.16.: Totaldruckverlustkoeffizient ζ_M : Vergleich Numerik - Experiment

eines Totaldruckverlustkoeffizienten bei zwei Teilmassenströmen am Systemeneintritt diskutiert. Entscheidend ist der Ort zur Bestimmung der Bezugsgröße des dynamischen Anteils, welche in diesem Fall nach der Vermischung der beiden Teilströme in der entsprechenden Auswerteebene erfolgt. In Abb. 7.16 ist zu sehen, dass sich dadurch ein Verlustkoeffizient ergibt, der unabhängig vom jeweiligen Geschwindigkeitsniveau ist. Die Zulässigkeit dieser Definition ist demnach erwiesen.

Für den RAD zeigt sich eine sehr gute Übereinstimmung der numerischen und experimentellen Ergebnisse. Für AGR1 und AGR2 liegen die Abweichungen der Numerik vom Experiment bei ca. 4%, was durchaus akzeptabel ist. Die Numerik neigt in diesen Fällen entgegen der bisherigen Erfahrungen dazu, die Verluste zu unterschätzen. Den deutlichsten Unterschied zeigt die Numerik für AGR3. Hier wird der Verlust durch die Numerik um ca. 20% unterschätzt. Absolut sind die Totaldruckverluste jedoch sehr gering, wodurch sich die Modellierungsfehler in der Numerik sowie die Mess- und Mittelungsfehler im Experiment stark auswirken. Dahingegen wird der Trend der abnehmenden Totaldruckverluste von der Numerik sehr gut wiedergegeben. Für den BM ergibt sich vor allem bei AGR1 ein deutlich zu hoher (ca. 20%) Totaldruckverlust aus der Numerik. Dies deckt sich mit den Angaben in der Literatur (siehe Kap. 2.2). Für AGR2 und AGR3 hingegen liegen die Abweichungen mit ca. 3-7% deutlich niedriger. Die Numerik neigt bei diesen Massenstromverhältnissen dazu, die Totaldruckverluste zu unterschätzen. Bis auf die deutliche Überschätzung der Verluste für AGR1 gibt die Numerik den Trend der Totaldruckverluste auch in diesem Fall gut wieder.

7.2. Abströmbedingungen

In diesem Kapitel findet ein Vergleich der numerischen und experimentellen Ergebnisse bezüglich der Abströmbedingungen des Verdichters statt. Dieser Vergleich wird anhand der Totaltemperaturverteilung im Diffusor (ME4) durchgeführt. Dies lässt eine Aussage über eine noch bestehende Temperaturungleichverteilung nach dem Verdichterlaufrad zu. Betrachtet wird hierfür der SEK und der RAD für drei Massenstromverhältnisse. Die Totaltemperatur wurde hierfür im Experiment wie auch in der Numerik (instationäre Simulation) über mehrere Laufradumdrehungen gemittelt.

Beachtlich ist die sich für den SEK bei AGR1 einstellende deutliche Totaltemperaturüberhöhung über den Umfang zwischen 210° - 330° Umfangswinkel (Abb. 7.17(a)). Dies zeigt, dass sich die vor dem Laufrad vorhandenen Temperaturinhomogenitäten durch dieses hindurch ziehen und sich eine gehäusefeste, stationäre Strähne bildet. Die Vermischung der beiden Teilströme wird daher durch das Laufrad nur unwesentlich beeinflusst. Dennoch kommt es durch den Temperaturanstieg des Verdichtungsprozesses und Mischungsvorgängen im Laufrad zu einer leichten Vergleichmäßigung der Temperaturinhomogenitäten. Eine vollständige Homogenisierung findet allerdings erwartungsgemäß nicht statt. Für die geringeren Massenstromverhältnisse bei AGR2 und AGR3 (Abb. 7.17(b) und 7.17(c)) sind diese Effekte weniger deutlich ausgeprägt. Bedingt durch die geringeren Eintrittstemperaturen bei diesen Massenstromverhältnissen sinkt das durchschnittliche Temperaturniveau deutlich ab, was hinsichtlich der Festigkeit und der thermomechanischen Belastung der Verdichterbauteile ein entscheidender Punkt ist, auf den in Kap. 8.6 noch eingegangen wird. Für den RAD (Abb. 7.18) sind ähnliche Inhomogenitäten zu erkennen.

In Abb. 7.13 und 7.14 zeigte sich, dass sich durch die ungleichmäßige Eindüsung über den Umfang auf der Krümmeraußenseite ein Gebiet schlechter Vermischung ausbildet. In diesem Bereich dominiert der kühlere Hauptmassenstrom. Beim SEK ist die Temperaturverteilung - sprich die Lage der heißen und kalten Stellen vor dem Verdichter - durch den einzelnen eindringenden Strahl umgekehrt. Diese umgekehrte Verteilung zeigt sich auch in der Totaltemperaturverteilung stromab des Verdichterlaufrades, was den gehäusefesten und stationären Charakter inhomogener Laufraddurchströmungen hervorhebt. Erwartungsgemäß nehmen beim RAD diese Ungleichmäßigkeiten für AGR2 und vor allem AGR3 deutlich ab. Aufgrund der besseren Vermischung beim RAD sind die Inhomogenitäten im Vergleich zum SEK grundsätzlich geringer.

Die Numerik gibt die Lage der heißen Strähnen sehr gut wieder (Abb. 7.17 und 7.18). Auch quantitativ werden die Temperaturen sehr gut vorhergesagt. Deutlichste Abweichung zeigt in diesem Fall der SEK für AGR1. Hier wird die Temperatur der heißen Strähne überschätzt und die der kalten Stellen unterschätzt. Die gleiche Tendenz ließ sich bereits bei der Darstellung der Mischungsgüte (Abb. 7.13) erkennen. Die Abweichungen liegen mit ca. 5% in einem akzeptablen Bereich.

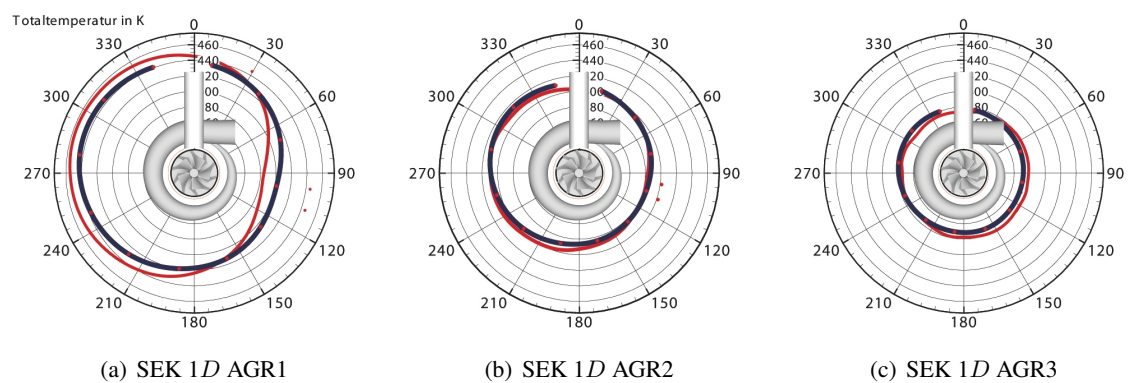


Abbildung 7.17.: Totaltemperaturverteilung T_{tot} im Diffusor (rot: Numerik, blau: Experiment)

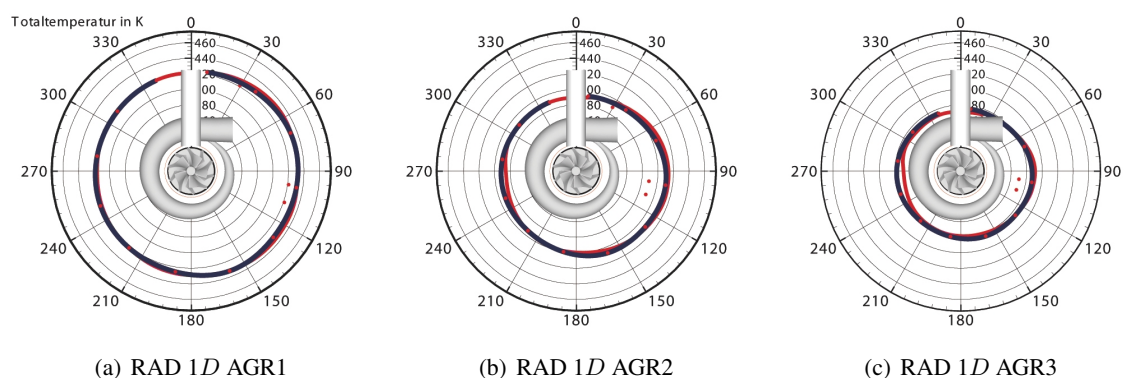


Abbildung 7.18.: Totaltemperaturverteilung T_{tot} im Diffusor (rot: Numerik, blau: Experiment)

7.3. Betriebsverhalten

Nachdem gezeigt wurde, dass die Numerik in der Lage ist, die aufgrund der Mischergeometrien resultierenden Zuströmbedingungen qualitativ und mit Einschränkungen auch quantitativ vorherzusagen, soll die Eignung der Numerik, das resultierende Betriebsverhalten des Gesamtsystems zu beschreiben, geprüft werden. Dabei wird zuerst auf die Problematik eingegangen, die sich in diesem Fall bei der Bestimmung des Kennfeldes des Gesamtsystems ($n=125170$ 1/min) ergibt. Anschließend werden die experimentell und numerisch ermittelten Kennlinien des Gesamtsystems für die unterschiedlichen Zuströmkonstellationen (REF, KR, SEK, RAD, BM) für drei Massenstromverhältnisse miteinander verglichen. Die numerisch bestimmten Kennlinien wurden mittels der MRF-Methode ermittelt und decken aufgrund des hohen Zeitbedarfs der Simulation nur einen Teil des gesamten Betriebsbereiches ab. In Tab. 7.1 sind die untersuchten Konfigurationen aufgeführt. Diese beinhaltet die Bezeichnungen wie auch die jeweiligen Systemgrenzen.

Bezeichnung Konfiguration	Systemgrenzen				Massenstromverhältnis		
	Verdichter		Gesamtsystem		AGR-Rate (Gl. 1.1)		
	Eintritt	Austritt	Eintritt	Austritt	AGR1	AGR2	AGR3
REF	ME3	ME5	ME1	ME5	33%	20%	10%
KR	ME3	ME5	ME1	ME5	33%	20%	10%
SEK	ME3	ME5	ME1, ME2	ME5	33%	20%	10%
RAD	ME3	ME5	ME1, ME2	ME5	33%	20%	10%
BM	ME3	ME5	ME1, ME2	ME5	33%	20%	10%
Mischstreckenlänge							
1D	Strecke zwischen Vermischungsstelle und ME3 entspricht einem Rohrdurchmesser des Frischluftrohres						
2D	Strecke zwischen Vermischungsstelle und ME3 entspricht zwei Rohrdurchmessern des Frischluftrohres						

Tabelle 7.1.: Untersuchte Konfigurationen (siehe dazu Abb. 3.1)

7.3.1. Problematik der experimentellen Kennlinienbestimmung

Wie in Kap. 2.6.1 geschildert, wird im vorliegenden Fall der isentrope Wirkungsgrad des Gesamtsystems (Gl. 2.4) bestimmt. Dabei wird die tatsächliche Enthalpieänderung ins Verhältnis zur Enthalpieänderung einer isentropen Zustandsänderung gesetzt, die den gleichen Austrittsdruck erzielt. Diese Bestimmung des Wirkungsgrades basiert auf der vereinfachenden Annahme, dass die meisten Turbomaschinen als adiabate Systeme betrachtet werden können und so nur die Entropieerzeugung durch irreversible Vorgänge den Wirkungsgrad beeinflussen. Der Einfluss von Wärmeströmen wird vernachlässigt. Diese Annahme ist für die meisten Turbomaschinen gerechtfertigt. Bei Maschinen mit einem großen Verhältnis zwischen Oberfläche und Durchsatz ist diese Vereinfachung nicht mehr zutreffend. Dies gilt insbesondere für kleine Turbolader, wie sie im vorliegenden Fall untersucht werden. Aufgrund der hohen Tempe-

raturdifferenzen auf sehr kleinem Raum (Abb. 7.19) kommt es zu erheblichen Wärmeströmen innerhalb des Turboladers und mit der Umgebung, so dass das System korrekterweise als ein diabates System betrachten werden müsste. In Folge dieser Wärmeströme wird die Bestimmung des isentropen Wirkungsgrades verfälscht [97, 9, 4, 15]. Die ursächlichen Temperaturgradienten werden wesentlich von den Temperaturen auf der Turbinenseite und im Lagergehäuse beeinflusst. Bohn et al. [9] konnten zeigen, dass sich die Richtung der Wärmeströme je nach Betriebspunkt des Verdichters ändern kann. Der Einfluss der komplexen Wärmeströme auf die Bestimmung des isentropen Wirkungsgrades ist nach wie vor Gegenstand der Forschung. Ziel ist es, einfache 1D-Modelle zu entwickeln, die die resultierenden Wärmeströme vorhersagen können. Einen wesentlichen Beitrag dazu liefern unter anderem Bains et al. [4]. Erschwerend kommt bei dem hier untersuchten Fall noch hinzu, dass sich in Betriebspunkten mit rückgeführtem Abgas die Eintrittstemperatur des Verdichters je nach Massenstromverhältnis der beiden Teilströme deutlich unterscheidet (AGR1: $\bar{T}_{tot,3}=82,5\text{ °C}$, AGR3: $\bar{T}_{tot,3}=42,5\text{ °C}$), was ebenfalls eine Änderung der Wärmestromrichtung verursachen kann. Generell findet aufgrund des durch die Turbine und den Verdichtungsprozess erwärmten Verdichtergehäuses ein Wärmestrom von diesem auf das in den Verdichter eintretende Fluid statt. Bedingt durch die unterschiedlichen Eintrittstemperaturen kann sich diese Richtung jedoch ändern. Diese Effekte sind sehr ausgeprägt und machen eine genaue Bestimmung des isentropen Wirkungsgrades unmöglich, so dass eine Vergleichbarkeit der Ergebnisse für die unterschiedlichen Massenstromverhältnisse nicht gegeben ist.

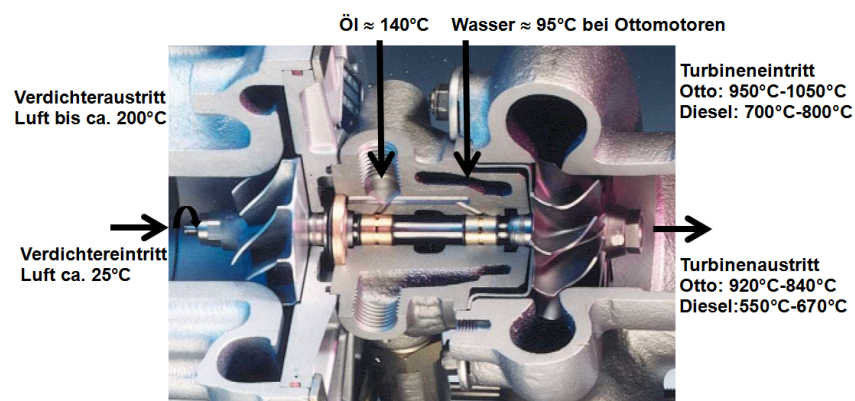


Abbildung 7.19.: Temperaturverhältnisse im Turbolader, mit freundlicher Genehmigung der BorgWarner Turbo Systems Engineering GmbH

Aus diesem Grund haben für die nachfolgende Validierung der Numerik beide Teilmassenströme die gleiche Temperatur (Umgebungstemperatur) $T_j/T_\infty = 1$. Dies verhindert zwar nicht die Wärmeströme an sich, die Ergebnisse sind aber bei Untersuchung der gleichen Betriebspunkte des Verdichters und der Einhaltung gleicher Randbedingungen miteinander vergleichbar. Um ähnliche Zuströmbedingungen bei diesen Messungen zu erhalten, wie sie sich bei $T_j/T_\infty = 1,6$ einstellen, werden für die „Jet in Crossflow“ Mischer gleiche Impulsverhältnisse und für den Blütenmischer gleiche Geschwindigkeitsverhältnisse eingestellt (siehe Tab. 5.1).

Nachweis der Abhängigkeit der gewählten Betriebsparameter

Nachfolgend soll der Nachweis geführt werden, dass die oben genannten Parameter (Impuls-, Geschwindigkeitsverhältnis) die entscheidenden Größen zur Charakterisierung der Zuströmbedingungen des Verdichters sind. Dies soll sicherstellen, dass sich bei den Messungen bei $T_j/T_\infty = 1$ und $T_j/T_\infty = 1,6$ gleiche Zuströmbedingungen einstellen. Dazu wurde die Verdichterzuströmung (ME3) sowohl bei $T_j/T_\infty = 1$ als auch bei $T_j/T_\infty = 1,6$ mit der FLS gemessen und miteinander verglichen. Exemplarisch wird dies anhand der axialen Geschwindigkeitsverteilung für den RAD und den BM gezeigt (Abb. 7.20 und 7.21).

Abschließend kann festgehalten werden, dass sich bei Einhaltung der oben genannten Parameter unabhängig vom Temperaturverhältnis stets ähnliche Zuströmbedingungen einstellen.

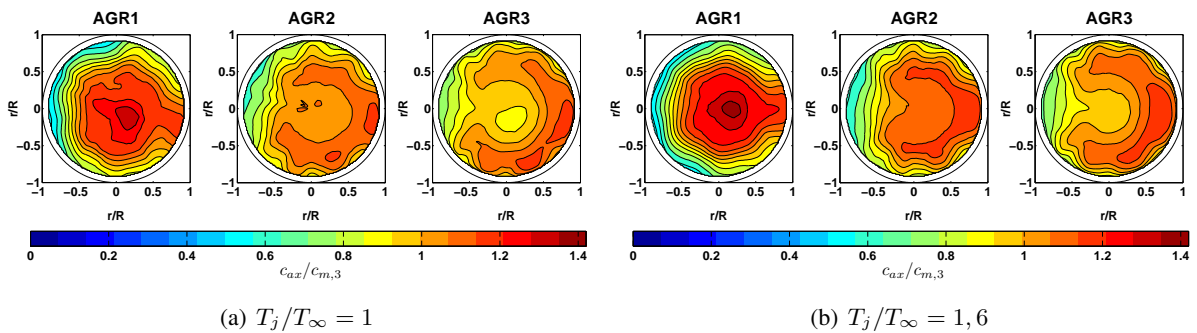


Abbildung 7.20.: Vergleich der Zuströmverhältnisse $c_{ax}/c_{m,3}$ für den RAD (Experiment)

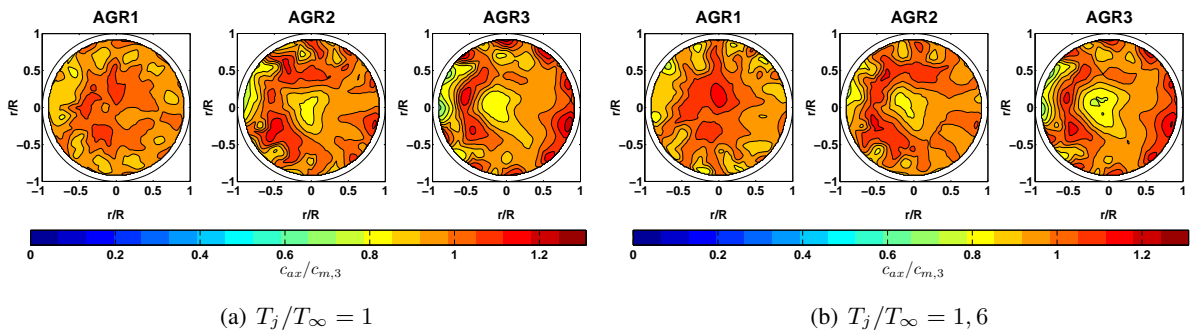


Abbildung 7.21.: Vergleich der Zuströmverhältnisse $c_{ax}/c_{m,3}$ für den BM (Experiment)

7.3.2. Referenz und Krümmer

Zuerst sollen die numerisch ermittelten Kennlinien des Gesamtsystems für eine gerade, ungestörte Zuströmung (REF-Konfiguration) und eine Krümmerzuströmung (KR-Konfiguration) mit den gemessenen Kennlinien des Gesamtsystems verglichen werden.

Abbildung 7.22 zeigt die Gegenüberstellung der numerischen und experimentellen Ergebnisse. Für den isentropen Wirkungsgrad (Abb. 7.22(a)) zeigt die Numerik im Teillastbereich ($\dot{m}_{red} < 0,055$ kg/s) für

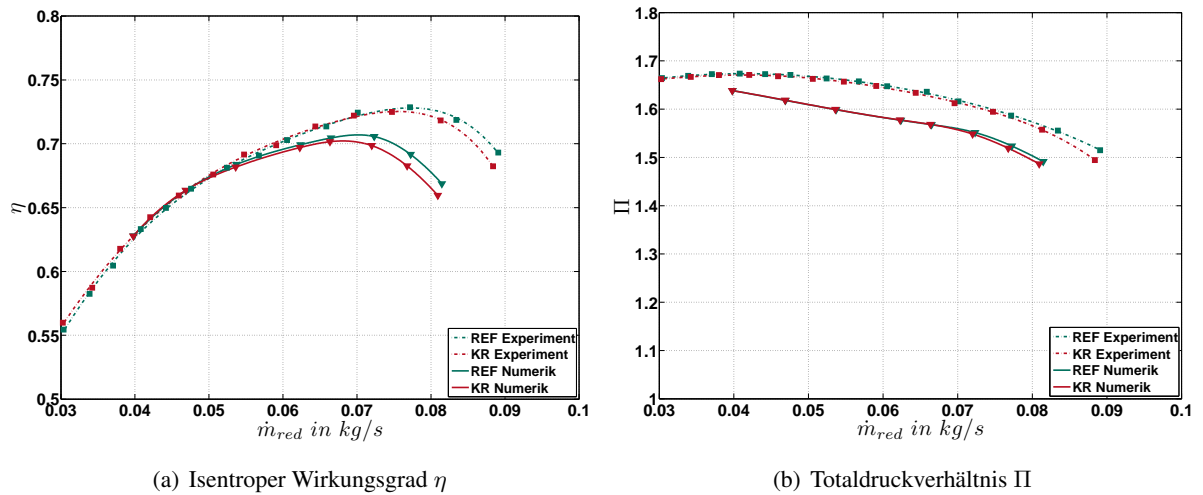


Abbildung 7.22.: Vergleich Numerik/Experiment für REF und KR

die beiden untersuchten Fälle eine sehr gute Übereinstimmung mit den experimentellen Ergebnissen. In Richtung höherer Massenströme knicken die beiden Kurven für die REF- und die KR-Konfiguration jedoch deutlich früher nach unten weg, so dass das Wirkungsgradoptimum niedriger ausfällt und bereits bei kleineren Durchsätzen erreicht wird. Ursächlich ist hierfür hauptsächlich die Modellierung der Rotor-Stator-Interaktion mittels der „Frozen-Rotor-Methode“. Gugau [36] konnte diesen Effekt ebenfalls bei der Simulation von Kreiselumpen, bei denen es sich um ähnliche Rotor-Stator-Interaktionen handelt, als auch bei der Simulation von Turboladerverdichtern ausmachen [37]. Ausschlaggebend hierfür ist, dass die MRF-Methode durch das feststehende Laufrad nur eine Momentaufnahme der Strömungsverhältnisse darstellt, bei der es zu keiner zeitabhängigen Mittelung der Strömungsgrößen kommt (vgl. Kap. 4.1.4). Besonders bei Betriebspunkten jenseits des Optimums, bei denen sich eine ungleiche statische Druckverteilung im Diffusor einstellt, sind die Auswirkungen infolge des feststehenden Laufrades sehr groß. Wesentlich von der relativen Lage eines Laufradkanals zur Spiralgehäusezunge bestimmt, stellt sich ein unterschiedlicher Massenstrom durch die einzelnen Laufradkanäle ein. In der Realität ergibt sich dabei aufgrund der hohen Drehzahlen und der Konvektionszeit des Fluides ein von der Numerik abweichendes Strömungsbild, da der Strömung in diesem Fall nicht die Zeit bleibt, das von der MRF-Methode vorhergesagte Strömungsbild auszubilden ($\omega_{red} \approx 0,5$). Diese Abweichungen im Strömungsbild führen in der Numerik dazu, dass sich nicht vorhandene Sekundärströmungen ausbilden können, die sich negativ auf den Wirkungsgrad auswirken. Des Weiteren ist die Turbulenzmodellierung zu nennen, bei der im verwendeten $k-\varepsilon$ Realizable Modell isotrope Turbulenz zugrunde gelegt wird. Verschiedene Untersuchungen von Ziegler [105] oder Arima et al. [2] haben gezeigt, dass diese Annahme der Isotropie innerhalb und am Austritt des Laufrades vertretbar und damit die Verwendung von $k-\varepsilon$ Modellen gerechtfertigt ist. Casey et al. [14] und auch Lakshminarayana [63] zeigten darüber hinaus, dass der Einfluss des verwendeten Turbulenzmodells nur geringen, bis keinen Einfluss auf die Wirkungsgradvorhersage hat. Ein weiterer Effekt in Abb. 7.22(a) lässt sich allerdings durchaus auf die Turbulenzmodellierung zurückführen. Im Experiment ist vor allem im Teillastbereich kein wesentlicher Wirkungsgradunterschied zwischen der REF- und der KR-Konfiguration zu erkennen. Erst in Richtung höherer Massenströme fällt die Wirkungsgradkurve der KR-Konfiguration ab. Der zunehmende Wirkungsgradabfall ist durch die höheren Strömungsgeschwindigkeiten und die damit nach Gl. 2.3 einhergehenden höheren Sekundärströ-

mungsanteile begründet, die zu ungünstigeren Anströmbedingungen des Laufrades führen. Die Numerik tendiert vor allem bei größeren Massenströmen dazu, die Wirkungsgradverluste der KR-Konfiguration gegenüber der REF-Konfiguration zu überschätzen. Dies kann an einer Unterschätzung der Ausmischvorgänge durch das Turbulenzmodell liegen. Dadurch würden die durch den Krümmer bedingten Sekundärströmungsanteile am Laufradeintritt überschätzt, was sich zwangsläufig negativ auf den Wirkungsgrad auswirken würde. Bereits Kistner [58] konnte in seiner Arbeit zeigen, dass Zwei-Gleichungsmodelle die Ausmischvorgänge von Geschwindigkeitsstörungen unterschätzen. Da sich die Abweichungen im Wirkungsgrad jedoch zumindest teils im Bereich der Messgenauigkeit bewegen, bestätigt das Experiment die Numerik.

Für das Totaldruckverhältnis (Abb. 7.22(b)) werden die generell sehr kleinen Unterschiede zwischen der REF- und der KR-Konfiguration gut wiedergegeben. Allerdings wird das Totaldruckverhältnis um 3-4% unterschätzt. Des Weiteren weist der Verlauf der Kennlinie eine Besonderheit auf. Im Bereich von $\dot{m}_{red} = 0,06 \dots 0,07$ kg/s ist ein leichter Knick im Verlauf erkennbar, der auch bei allen später noch gezeigten berechneten Kennlinien zu erkennen sein wird. Aufgrund dessen zeigt die numerisch bestimmte Kennlinie im starken Teillastbereich einen steileren Verlauf mit Trend zu höheren Totaldruckverhältnissen. Dies kann mit der Annäherung an die Pumpgrenze zusammenhängen, bei der quasi-stationäre numerische Simulationen dazu neigen, das Betriebsverhalten aufgrund bereits einsetzender Instationarität nicht mehr korrekt wiederzugeben. Darauf deutet der Residuenverlauf hin, der bei kleineren Durchsätzen periodische Schwankungen aufweist. Dies ist charakteristisch für die Berechnung instationärer Strömungsphänomene, die stationär simuliert werden.

7.3.3. Mischergeometrien

In diesem Abschnitt werden die numerisch ermittelten Kennlinien des Gesamtsystems für die drei Mischerkonfigurationen bei jeweils drei Massenstromverhältnissen mit denen des Experimentes verglichen. Es sei darauf hingewiesen, dass die Messungen bei gleicher Temperatur der beiden Teilmassenströme ($T_j/T_\infty = 1$) durchgeführt wurden (siehe Kap. 7.3.1). Betrachtet werden hierbei der isentrope Wirkungsgrad und das Totaldruckverhältnis des Gesamtsystems. Das Gesamtsystem beinhaltet den Verdichter wie auch den jeweiligen Mischer. Die Systemgrenzen liegen somit für den Eintritt in den beiden Teilströmen vor dem Mischer (ME1 und ME2). Die Eintrittsbedingungen werden durch die in Kap. 2.7 beschriebenen Mittelungsverfahren bestimmt. Die Austrittsbedingungen werden in der Abströmleitung nach dem Spiralgehäuse (ME5) ermittelt (siehe Tab. 7.1 und Abb. 3.1).

Die numerisch ermittelten Kennlinien in Abb. 7.23 zeigen keine akzeptable Übereinstimmung mit dem Experiment. Dies betrifft vor allem die relative Lage der einzelnen Mischerkonfigurationen zueinander. Die BM-Konfiguration zeigt gegenüber den beiden anderen Mischerkonfigurationen im Experiment einen leichten Wirkungsgradvorteil, der sich in der Numerik nicht darstellt. Stattdessen ergeben sich in der Numerik Wirkungsgradvorteile der SEK-Konfiguration. Des Weiteren liegen die Kennlinien der Numerik, wie es auch bereits bei der REF- und KR-Konfiguration der Fall war, auf einem niedrigerem Niveau.

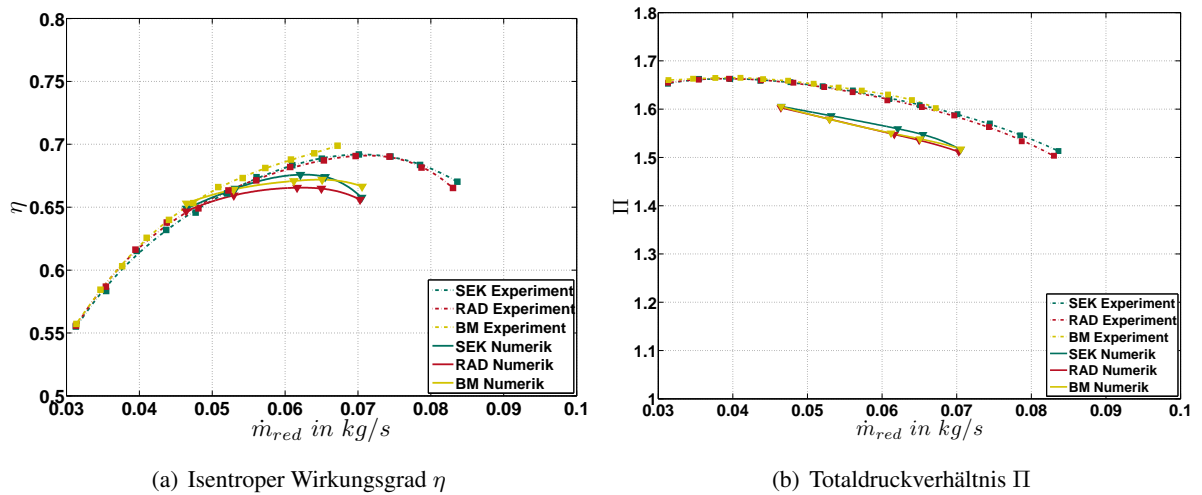


Abbildung 7.23.: Kennlinienvergleich Numerik/Experiment für AGR1

Um einen aussagekräftigen Vergleich zwischen Numerik und Experiment durchzuführen, ist es von entscheidender Bedeutung, dass in der Simulation die Randbedingungen so gewählt werden, dass sie denen in der Messung entsprechen. Dies war im vorliegenden Fall nicht realisierbar, so dass letztendlich die in Kap. 4.3 geschilderten Randbedingungen verwendet werden mussten. Diese sehen vor, dass am Austritt ein konstanter Druck vorgegeben wird. In diesem Fall wurde, da zu Beginn der Simulation die Werte nicht bekannt waren, der Umgebungsdruck verwendet. Um das exakte Massenstromverhältnis zu erreichen, wurde am Eintritt der beiden Teilstränge der entsprechende Massenstrom vorgegeben. Nur so konnte mit vertretbarem Aufwand sichergestellt werden, dass sich das exakte Massenstromverhältnis einstellt. Da der Austrittsdruck somit festgelegt ist, hat die Numerik nur die Möglichkeit die Eintrittsdrücke so zu wählen, dass sich das entsprechende Totaldruckverhältnis über den Verdichter einstellt. Diese entsprechen allerdings nicht den realen Druckrandbedingungen. Die Drücke liegen im Vergleich zum Experiment im Zustrom des Verdichters auf niedrigerem Niveau, was sich unmittelbar auf die Geschwindigkeitsverhältnisse und daher auch auf die durch die Vermischung bedingten Totaldruckverluste auswirkt. Die Geschwindigkeiten und damit vor allem die Totaldruckverluste durch die jeweiligen Mischer liegen somit im Vergleich zum Experiment höher.

Abbildung 7.24 zeigt, dass sich jegliche Totaldruckverluste ($1-1'$) vor dem eigentlichen Verdichtungsprozess negativ auf den Gesamtwirkungsgrad auswirken. Wird die gleiche polytrope Zustandsänderung ($\Delta h_{tot,1,2} = \Delta h_{tot,1',2'}$) über den Verdichter vorausgesetzt, ergibt sich durch die druckverlustbedingte Entropieerhöhung (Δs) und die Spreizung der Isobaren ein niedrigerer Austrittsdruck ($p_{tot,2'} < p_{tot,2}$), wodurch der isentrope Wirkungsgrad abfällt.

$$\frac{\Delta h_{tot,s'}}{\Delta h_{tot,1',2'}} < \frac{\Delta h_{tot,s}}{\Delta h_{tot,1,2}} \quad (7.1)$$

Da die Totaldruckverluste infolge der abweichenden Randbedingungen in der Numerik höher ausfallen, muss dies berücksichtigt werden. Aus der Messung sind die Drücke und auch die Geschwindigkeiten in der Zuströmung bekannt. In Kap. 7.1.3 konnte gezeigt werden, dass sich bei gleichem Massenstromverhältnis unabhängig von der Geschwindigkeit stets der gleiche Totaldruckverlustkoeffizient ergibt (Gl. 2.25). Mithilfe dieses Koeffizienten und den Angaben aus den Messungen lassen sich in der

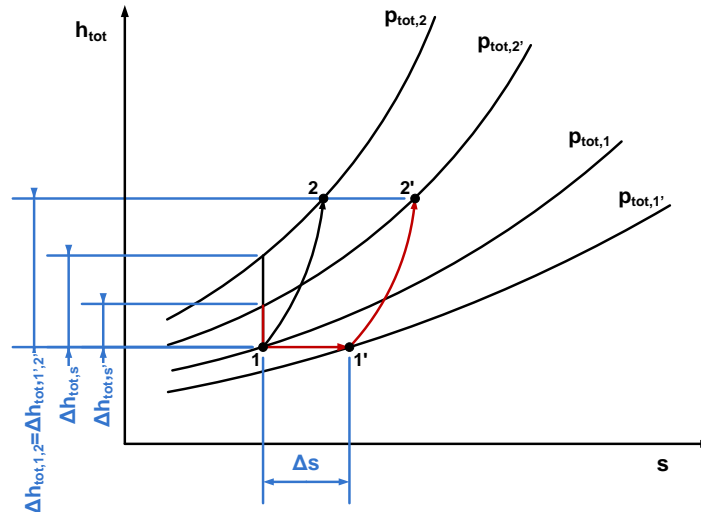


Abbildung 7.24.: h-s Diagramm des Verdichtungsprozesses

Numerik die zu hohen Totaldruckverluste des Mischers und damit auch der Eintrittsdruck des Verdichters korrigieren. Mit diesem korrigierten Eintrittsdruck wird dann bei gleicher polytropen Zustandsänderung über den Verdichter der korrigierte Austrittsdruck des Verdichters berechnet (siehe dazu Anhang A). Somit ist es möglich, die zusätzlichen Totaldruckverluste, die sich aufgrund der Randbedingungen ergeben, in der Berechnung des isentropen Wirkungsgrades und des Totaldruckverhältnisses zu berücksichtigen. Wird darüber hinaus noch der von der Numerik vor allem für den BM bei AGR1 zu hoch vorhergesagte Totaldruckverlustkoeffizient berücksichtigt, ergibt sich der in Abb. 7.25, 7.26 und 7.27 korrigierte Kennlinienverlauf für die unterschiedlichen Massenstromverhältnisse. Zusätzlich sind in diesen Diagrammen noch die Kennlinien für die REF-Konfiguration eingezeichnet.

Aufgrund der Berücksichtigung der geänderten Totaldruckverluste zeigen die Kennlinien der Numerik eine deutlich bessere Übereinstimmung mit denen des Experimentes (Abb. 7.25(a)). Vor allem die relative Lage der einzelnen Mischer zueinander zeigt nun eine bessere Übereinstimmung mit den Messungen. Die Wirkungsgradunterschätzung der BM-Konfiguration für AGR1 konnte damit deutlich korrigiert werden. Allerdings zeigt die SEK-Konfiguration für AGR1 im Bereich $\dot{m}_{red}=0,055...0,07$ kg/s eine deutliche Überschätzung des Wirkungsgrades. Das Verhalten der beiden anderen Mischerkonfigurationen wird für dieses Massenstromverhältnis gut wiedergegeben. Auch die Unterschiede zur REF-Konfiguration werden mit maximalen Abweichungen von 0,1-0,25% Prozentpunkten gut wiedergegeben. Für AGR2 sind die Unterschiede zwischen den drei Mischerkonfigurationen generell sehr klein (Abb. 7.26(a)). Die relative Lage der einzelnen Kennlinien zueinander wird dabei im Rahmen der Messgenauigkeit von der Numerik gut dargestellt. Die Differenz der Mischerkonfigurationen zur REF-Konfiguration werden allerdings um 0,15-0,4% Prozentpunkte überschätzt. Ebenso für AGR3 wird für die Mischerkonfigurationen die relative Lage der Kennlinien zueinander gut vorhergesagt (Abb. 7.27(a)). Doch auch hier werden die Wirkungsgradverluste der Mischerkonfigurationen gegenüber der REF-Konfiguration überschätzt. Während im Experiment die SEK- und die RAD-Konfiguration über den gesamten Betriebsbereich keine wesentlichen Unterschiede zur REF-Konfiguration zeigen, fallen diese in der Numerik mit zunehmendem Massenstrom immer weiter unter die REF-Konfiguration (0,5-0,8%). Mit bis zu 1% wird der Wirkungsgradverlust vor allem für die BM-Konfiguration deutlich überschätzt. Grundsätzlich ist bei die-

sen Betrachtungen zu beachten, dass durch die MRF-Methode die Numerik prinzipbedingt in Richtung höherer Massenströme immer größere Abweichungen zum Experiment zeigen wird.

Beim Totaldruckverhältnis sind die Unterschiede der Mischerkonfigurationen untereinander und auch zur REF-Konfiguration sehr klein. Ungeachtet der generellen Unterschätzung des Totaldruckverhältnisses wird die relative Lage der einzelnen Mischerkonfigurationen zueinander und zur REF-Konfiguration von der Numerik dabei gut wiedergegeben. Allerdings wird das Totaldruckverhältnis der SEK-Konfiguration im Vergleich zu den anderen Mischerkonfigurationen geringfügig überschätzt (Abb. 7.25(b) - 7.27(b)).

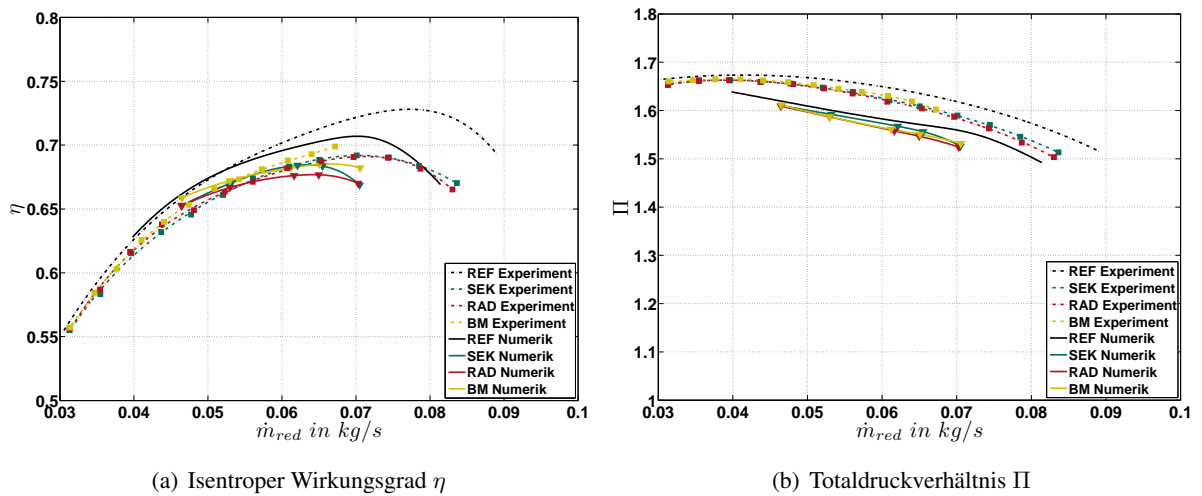


Abbildung 7.25.: Kennlinienvergleich Numerik/Experiment für AGR1

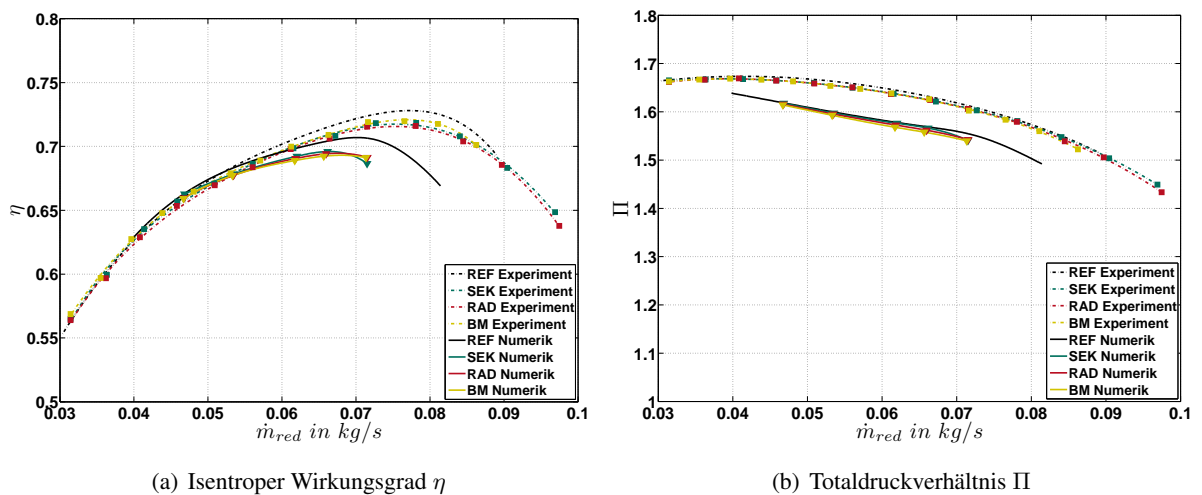


Abbildung 7.26.: Kennlinienvergleich Numerik/Experiment für AGR2

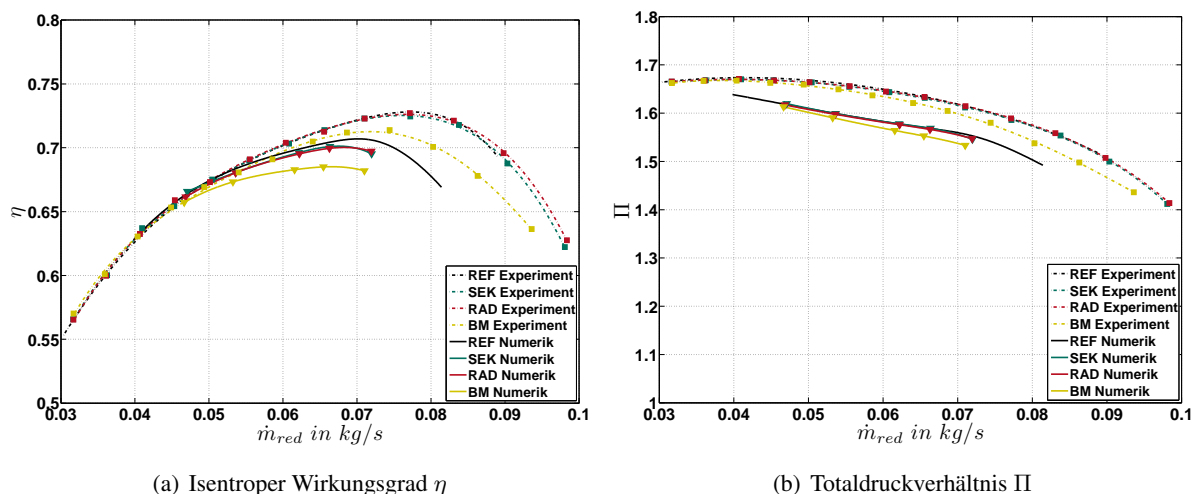


Abbildung 7.27.: Kennlinienvergleich Numerik/Experiment für AGR3

7.4. Diskussion

Es bleibt festzuhalten, dass die Numerik im Allgemeinen und das hier verwendete Modell im Speziellen geeignet ist, die geplanten Untersuchungen durchzuführen. Die Zuströmbedingungen werden von der Numerik qualitativ gut wiedergegeben. Quantitativ ergeben sich jedoch Unterschiede. Die Abweichungen sind zum Großteil durch die Turbulenzmodellierung bedingt. Bezüglich der resultierenden Strömungsverhältnisse an sich zeigen die unterschiedlichen Mischer merkliche Unterschiede. Durch die Analyse des Zuströmprofils konnten die wesentlichen Strömungsphänomene eruiert werden, die das resultierende Strömungsbild maßgeblich prägen. Dabei zeigt sich, dass die Strömungsverhältnisse aller Mischer unterschiedlich, aber dennoch wesentlich vom stromauf befindlichen Krümmer beeinflusst werden. Für die Auslegung solcher Mischer ist es daher sehr entscheidend die Zuströmbedingungen des Frischluftstrangs zu berücksichtigen. Ebenso zeigt sich, dass dabei das Massenstromverhältnis eine entscheidende Rolle bei der Ausbildung der Strömungsvorgänge spielt. Die deutlichste Abhängigkeit vom Massenstromverhältnis und der Krümmerströmung zeigt dabei der SEK.

Im Besonderen ist bei der numerischen Simulation die ungenaue Vorhersage der Totaldruckverluste zu beachten, die erheblichen Einfluss auf das resultierende Betriebsverhalten des Gesamtsystems haben. Besonders kritisch sind hierbei vor allem die für die unterschiedlichen Mischerkonfigurationen ungenau vorhergesagten Totaldruckverlustkoeffizienten. Dies macht eine vergleichende Gegenüberstellung der Mischkonzepte bezüglich des resultierenden Betriebsverhaltens schwer möglich, da die relative Lage der einzelnen Kennlinien zueinander dadurch erheblich verfälscht werden kann. Ebenso ist der Einfluss auf die Totaldruckverluste zu beachten, der sich aus von der Realität abweichenden Randbedingungen ergibt. Darüber hinaus neigt die Numerik dazu, die Wirkungsgradverluste der Mischerkonfigurationen gegenüber einer ungestörten Zuströmung (REF) vor allem für kleine Massenstromverhältnisse zu groß vorherzusagen. Nur bei Berücksichtigung der aufgezeigten Punkte ist es möglich, mithilfe der Numerik Parameterstudien mit dem Ziel durchzuführen, die wesentlichen Einflussparameter solcher Systeme bzw. eine geeignete Mischerkonfiguration zu eruiert. Ein abschließender Vergleich mit experimentel-

len Daten wird weiterhin unumgänglich sein, um eine endgültige, auch quantitative Aussage treffen zu können.

8. Ergebnisse der stationären numerischen Untersuchungen

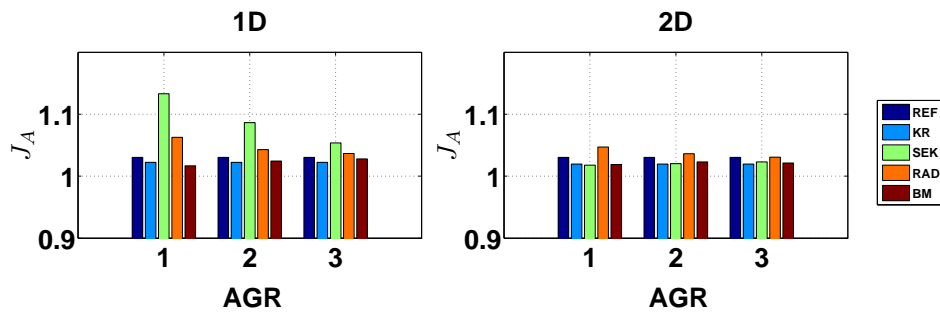
In diesem Kapitel werden die Ergebnisse der stationären numerischen Simulation diskutiert. Ziel ist es, Erkenntnisse zu gewinnen, wie die Vermischung zweier unterschiedlich temperierter Teilmassenströme in der Zuströmleitung eines Abgasturboladerverdichters dessen Betriebsverhalten beeinflusst und welches die maßgeblichen Verlustmechanismen sind. Damit werden Richtlinien für den Entwurf zukünftiger Mischergeometrien abgeleitet. Hierfür werden zuerst mithilfe der in Kap. 2.8 definierten Kennzahlen die Zuströmbedingungen des Verdichters quantitativ miteinander verglichen. Anschließend werden die Wirkungsgrad- bzw. die Totaldruckverhältnisverluste der einzelnen Mischerkonfigurationen im Vergleich zu einer geraden, ungestörten Zuströmung betrachtet und bezüglich der Entstehungsorte der Verluste diskutiert. Die Kennzahlen dienen ebenfalls dazu, Korrelationen zwischen den Zuströmbedingungen und dem resultierenden Betriebsverhalten des Verdichters herzuleiten.

8.1. Beurteilung der Zuströmbedingungen des Verdichters

Die Strömungsverhältnisse in der Verdichterzuströmung (ME3), die bereits in Kap. 7.1 in Form von Konturdiagrammen dargestellt wurden, sollen nun mit den in Kap. 2.8 definierten Kennzahlen quantitativ beurteilt werden. Ziel ist es, Abhängigkeiten des Betriebsverhaltens des Verdichters von diesen Kennzahlen herzuleiten. Dadurch sollen die entscheidenden Einflussparameter für die Auslegung der Mischergeometrien ermittelt werden. Dazu wurden numerische Simulationen für die gerade, ungestörte Zuströmung (REF), die Krümmerzuströmung (KR) und für alle drei Mischerkonfigurationen (SEK, RAD, BM) durchgeführt. Untersucht wurden diese Mischerkonfigurationen für drei Massenstromverhältnisse (AGR1-AGR3). Um eine Vergleichbarkeit der Ergebnisse zu gewährleisten, wurde dazu stets der gleiche Betriebspunkt des Verdichters betrachtet ($n_{red}=125170$ 1/min und $\dot{m}_{red}=0,062$ kg/s). Das Strömungsprofil wurde nach einer Mischstreckenlänge von $1D$ und $2D$ ausgewertet.

Die folgenden Diagramme zeigen die entsprechenden Kennzahl für die untersuchten Zuströmkonfigurationen (REF, KR, SEK, RAD, BM) bei allen Massenstromverhältnissen (AGR1-AGR3) und Mischstreckenlängen ($1D$ und $2D$) in ME3.

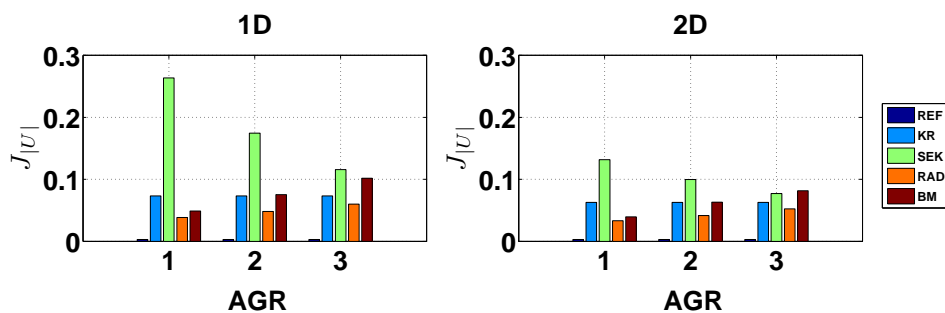
Um einen Vergleich zwischen den einzelnen Mischerkonfigurationen zu ermöglichen, liegt das Hauptaugenmerk auf einer rein quantitativen Gegenüberstellung. Die ursächlichen Strömungsphänomene wurden bereits in Kap. 7.1 diskutiert. Von besonderem Interesse ist dabei, wie sich die Strömungsbedingungen

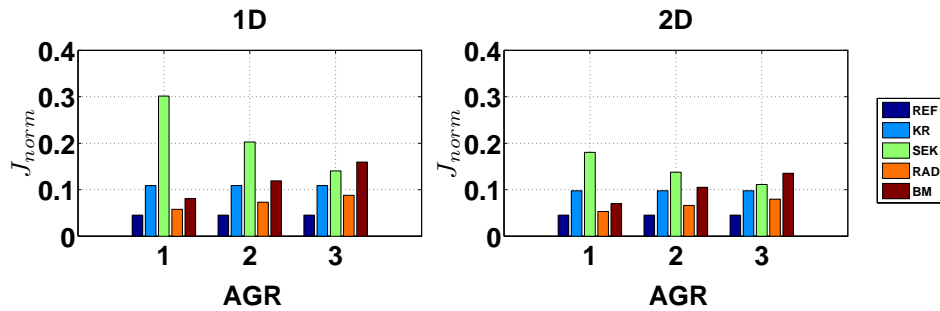
Abbildung 8.1.: Axiale Geschwindigkeitsverzerrung J_A

der verschiedenen Mischerkonfigurationen quantitativ gegenüber der geraden, ungestörten Zuströmung (REF) und der Krümmerzuströmung (KR) ändern und welche Verbesserung eine längere Mischstrecke mit sich bringt.

Der Senkrechte Mischer (SEK) zeigt für AGR1-AGR3 die größte Verzerrung der Axialgeschwindigkeit J_A , die jedoch mit abnehmendem Massenstromverhältnis deutlich kleiner wird (Abb. 8.1). Für AGR3 sind dadurch die Unterschiede zwischen den drei Mixern sehr gering und liegen annähernd auf dem Niveau der geraden, ungestörten Zuströmung (REF). Der Radialmischer (RAD) weist qualitativ das gleiche Verhalten auf. Allerdings liegen die Ungleichförmigkeiten, verglichen zum SEK, auf deutlich niedrigerem Niveau. Dahingegen zeigt der Blütenmischer (BM) ein gleichmäßigeres Axialgeschwindigkeitsprofil, als es für die REF der Fall ist, jedoch mit leicht steigender Tendenz für kleinere Sekundärmassestromanteile. Nach einer Mischstrecke von $2D$ sind die Unterschiede der einzelnen Mischer für alle drei Massenstromverhältnisse nur noch marginal und liegen teilweise unter dem Wert der REF.

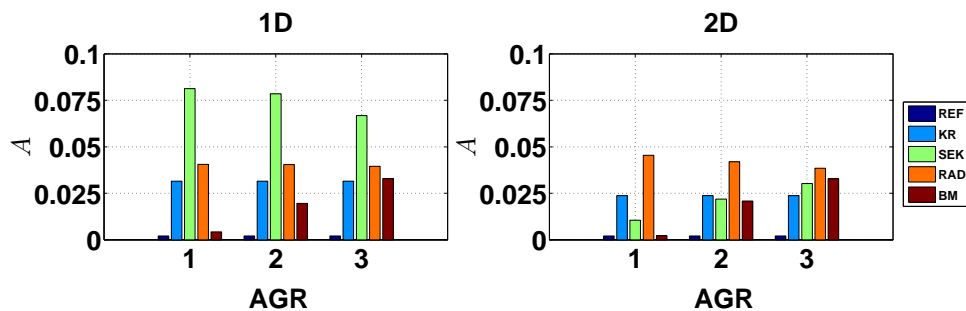
Auch zeigt der Senkrechte Mischer (SEK) vor allem für hohe Massenstromverhältnisse stets den größten Umfangsgeschwindigkeitsanteil $J_{|U|}$, der weit über denen der anderen Mischer, aber auch einer reinen Krümmerzuströmung (KR) liegt (Abb. 8.2). Doch auch hier ist eine signifikante Abnahme für geringere Sekundärmassestromanteile und vor allem eine längere Mischstrecke zu erkennen. Demgegenüber weist der Radialmischer (RAD) für $J_{|U|}$ deutlich niedrigere Werte auf als der KR. Der Umfangsgeschwindigkeitsanteil ist bei dieser Zuströmvariante sehr gering. Für kleinere Massenstromverhältnisse nehmen diese leicht zu. Auf leicht höherem Niveau zeigt der Blütenmischer (BM) ein ähnliches Verhal-

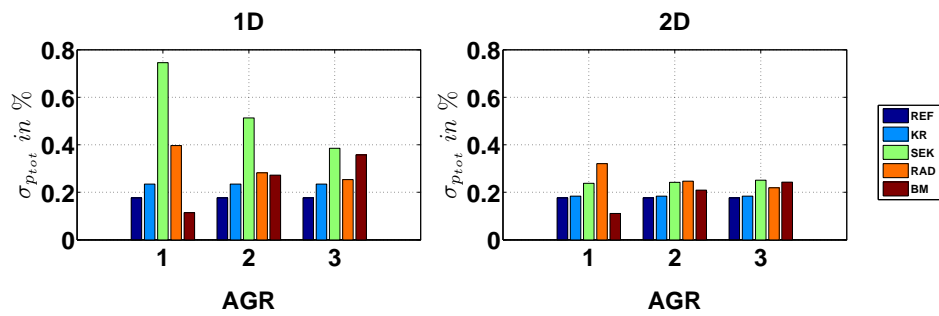
Abbildung 8.2.: Absoluter Umfangsgeschwindigkeitsanteil $J_{|U|}$

Abbildung 8.3.: Normalgeschwindigkeitsanteil J_{norm}

ten wie der RAD. Hierdurch liegt für den BM der Wert von $J_{|U|}$ für AGR3 über dem Wert des KR. Eine längere Mischstrecke kann bei diesen Mischern keinen signifikanten Abbau der zusätzlichen Umfangskomponenten bewirken. Da die Größe J_{norm} , die eine Aussage über den Sekundärgeschwindigkeitsanteil macht, bereits die zuvor diskutierten Umfangskomponenten enthält, sind keine wesentlichen qualitativen Änderungen im Verlauf für die einzelnen Zuströmbedingungen zu erkennen (Abb. 8.3). Allerdings lässt die geringe Erhöhung der Werte von J_{norm} gegenüber $J_{|U|}$ darauf schließen, dass die tangentialen gegenüber den radialen Geschwindigkeitskomponenten den Großteil an der resultierenden Sekundärströmung ausmachen.

Die oben diskutierte Beeinflussung der Geschwindigkeitsverteilung führt zu einer Verschiebung des Massenstromschwerpunktes, der durch die Asymmetriekennzahl A quantifiziert wird (Abb. 8.4). Wie zu erwarten, ergibt sich beim Senkrechten Mischer (SEK) die größte Verschiebung des Massenstromschwerpunktes aus der Strömungsachse heraus. Im Vergleich zu den bereits diskutierten Kenngrößen zeigt sich allerdings keine deutliche Abnahme für geringere Massenstromverhältnisse. Eine längere Mischstrecke führt hingegen zu einer deutlich symmetrischeren Massenstromverteilung. Dabei ist auffällig, dass ein höheres Massenstromverhältnis zu einem schnelleren Abbau der Asymmetrien führt. Ausschlaggebend ist der größere Sekundärströmungsanteil, der sich beim SEK bei hohen Massenstromverhältnissen einstellt und den Ausgleich der Strömungsverhältnisse beschleunigt. Für AGR1 liegt die Asymmetriekennzahl nach einer Mischstrecke von $2D$ sogar unter der der Krümmierzuströmung (KR). Der Radialmischer (RAD) zeigt für alle Massenstromverhältnisse annähernd den gleichen Wert für A , der leicht über dem

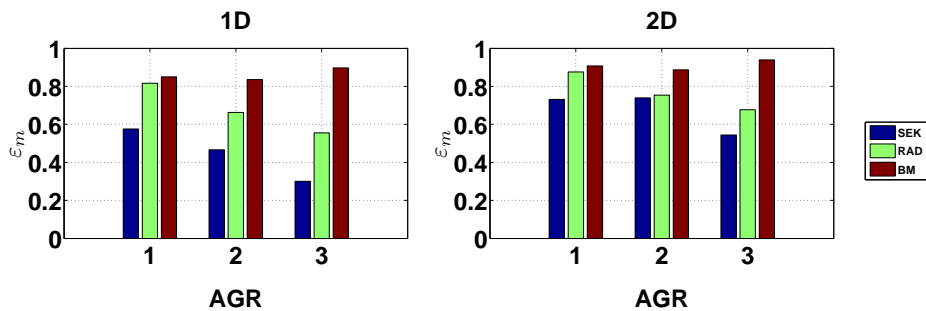
Abbildung 8.4.: Asymmetriekennzahl A

Abbildung 8.5.: Totaldruckungleichverteilung $\sigma_{p_{tot}}$

des KR liegt. Der Blütenmischer (BM) andererseits zeigt eine deutliche Abhängigkeit vom Sekundärmassestromanteil. Für AGR1 liegen die Werte für A sogar annähernd auf dem Niveau einer geraden, ungestörten Zuströmung. Für AGR2 und AGR3 wandert der Massenstromschwerpunkt immer weiter aus der Strömungsachse heraus. Für die beiden Mischer RAD und BM führt eine Verlängerung der Mischstrecke zu keinen wesentlichen Änderungen.

Aufgrund des direkten Zusammenhangs zwischen Totaldruck und der Geschwindigkeit, ergeben sich durch die Betrachtung der Totaldruckverteilung qualitativ keine neuen Erkenntnisse. Quantitativ kann festgehalten werden, dass die Standardabweichung $\sigma_{p_{tot}}$ bezogen auf den mittleren Totaldruck mit max. 0,75% gering ausfällt (Abb. 8.5). Diese maximale Ungleichförmigkeit ergibt sich für AGR1 des Senkrechten Mixers (SEK). Im Vergleich liegt sie damit allerdings viermal höher als die einer geraden, ungestörten Zuströmung (REF), jedoch mit merklich abnehmender Tendenz für geringere Sekundärmassestromanteile. Die beiden anderen Mischer zeigen deutlich niedrigere Störungen in der Totaldruckverteilung. Eine längere Mischstrecke führt erwartungsgemäß in allen Fällen zu einer erheblichen Vergleichmäßigung. Dies gilt im Besonderen für den SEK. Die Unterschiede zwischen den einzelnen Mixern und auch zur REF werden erheblich kleiner. Insbesondere für kleine Massenstromverhältnisse sind diese nur marginal.

Die Mischungsgüte ε_m verdeutlicht die erhebliche Abhängigkeit der „Jet in Crossflow“ Mischer (SEK, RAD) vom Impulsverhältnis (Abb. 8.6). Mit abnehmendem Impulsverhältnis nimmt die Mischungsgüte

Abbildung 8.6.: Mischungsgüte ε_m

te drastisch ab. Erwartungsgemäß ergibt sich für den Senkrechten Mischer (SEK) für alle drei Massenstromverhältnisse grundsätzlich die schlechteste Mischungsgüte. Allerdings führt eine Mischstrecke von $2D$ zu einer signifikanten Verbesserung der Mischungsqualität (ca. 16-24%). Der Radialmischer (RAD) zeigt aufgrund des gleichen Mischprinzips qualitativ das gleiche Verhalten. Dennoch liegt die Mischungsgüte im Vergleich zum SEK abhängig vom Impulsverhältnis zwischen 19% und 24% höher. Infolge der bereits anfänglich höheren Mischungsgüte bringt eine Verlängerung der Mischstrecke keine wesentliche Verbesserung. Der Blütenmischer (BM) hingegen zeigt unabhängig vom Massenstromverhältnis und der Mischstrecke mit 85-94% stets eine sehr homogene Vermischung.

Da Radialverdichter aufgrund ihrer relativ scharfen Schaufelkante sehr empfindlich gegenüber Fehlanströmungen sind, ist der resultierende Inzidenzwinkel am Schaufeleintritt eine entscheidende Größe, um die Anströmung eines Verdichters zu beurteilen. Dabei ist der Inzidenzwinkel i definiert als die Differenz aus dem Schaufelwinkel am Eintritt $\beta_{S,E}$ und dem relativen Strömungswinkel β .

$$i = \beta_{S,E} - \beta \quad (8.1)$$

Dazu ist in Abb. 8.7 der im Schaufelmittelschnitt über den Umfang gemittelte Inzidenzwinkel dargestellt. Dabei zeigt sich kein eindeutiger Zusammenhang zwischen der Störung der Zuströmung, die mit den zuvor diskutierten Größen quantifiziert wurden, und der Fehlanströmung des Laufrades. Im direkten Vergleich und im Vergleich zur REF sind die Unterschiede mit $0,7^\circ$ sehr gering. Rückschlüsse auf resultierende Wirkungsgradverluste sind hiermit nicht möglich. Die lokale Verteilung des Inzidenzwinkels über den Umfang gibt hingegen mehr Aufschluss (Abb. 8.8). Bereits für die REF zeigt sich eine Ungleichverteilung des Inzidenzwinkels über den Umfang. Diese ergibt sich aus einer Stromaufwirkung der Strömungsverhältnisse in der Spirale, da sich in dieser in vom Auslegungspunkt abweichenden Betriebspunkten eine über dem Umfang ungleichmäßige statische Druckverteilung einstellt. Diese Unregelmäßigkeiten sind noch bis vor das Laufrad zu erkennen, wodurch sich der Strömungswinkel und damit auch der Inzidenzwinkel periodisch über den Umfang ändert. Hierdurch werden maßgeblich die Verluste und der Betriebsbereich des Verdichters beeinflusst. Es existiert bei einer festgelegten reduzierten Drehzahl nur ein reduzierter Massenstrom, bei dem sich eine gleichmäßige statische Druckverteilung über den Umfang einstellt. Nur in diesem Betriebspunkt kann davon ausgegangen werden, dass es keine Stromaufwirkung des Spiralgehäuses gibt. Da sich die für die ND-AGR relevanten Betriebspunkte des Verdichters im Teillastbereich befinden, ist dieser Effekt stets vorhanden. Allerdings sei darauf hingewiesen, dass die Numerik aufgrund der MRF-Methode diese Inhomogenität überschätzt (siehe Kap. 7.3). Für

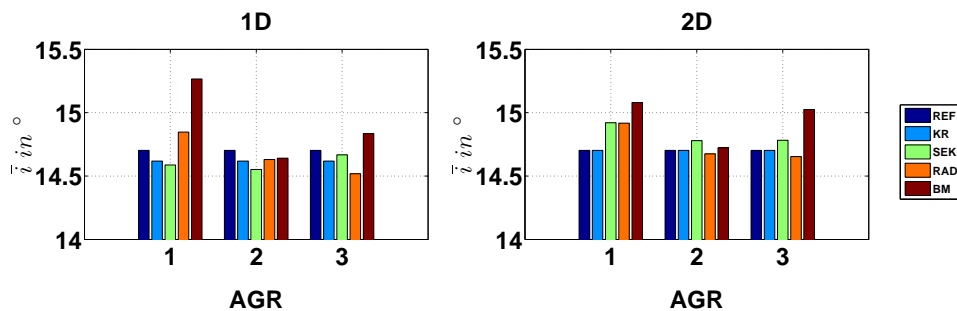
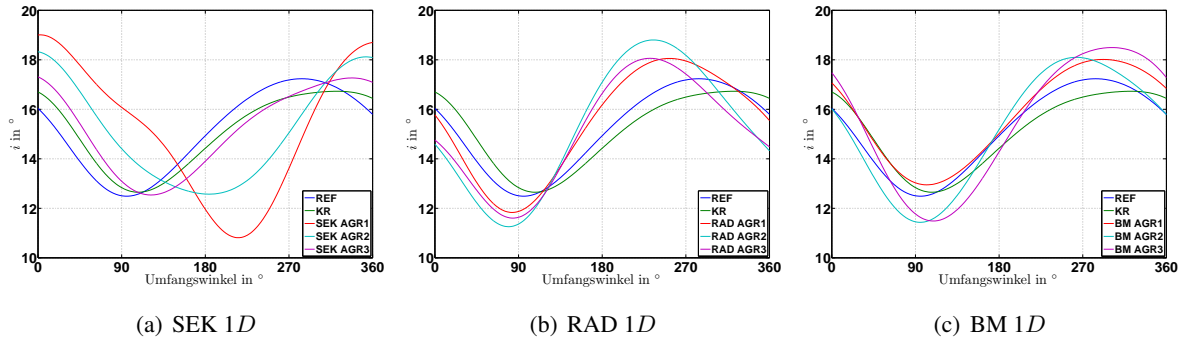
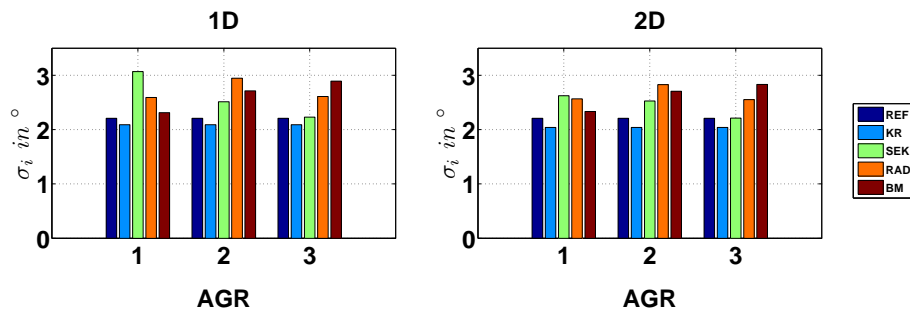


Abbildung 8.7.: Mittlerer Inzidenzwinkel \bar{i}

Abbildung 8.8.: Verteilung des Inzidenzwinkels i über dem Umfang (Schaufelmittelschnitt)Abbildung 8.9.: Standardabweichung des Inzidenzwinkels σ_i

den Senkrechten Mischer (SEK) kommt es bei AGR1 und AGR2 zu einer merklich geänderten Inzidenzwinkelverteilung im Vergleich zur geraden, ungestörten Zuströmung (REF). Die maximale Amplitude vergrößert sich und die Phasenlage der Minimalwerte verschiebt sich um bis zu 100° . Auch für den Radialmischer (RAD) kommt es zu Änderungen im Verlauf, die sich in größeren Amplituden und einer leichten Phasenverschiebung der Maximalwerte äußert. Der Blütenmischer (BM) hingegen zeigt infolge der sehr homogenen Strömungsbedingungen stromab des Mischers die geringsten Abweichungen von der REF. Aufgrund der gezeigten Auswirkungen der geänderten Zuströmbedingungen auf die Umfangsverteilung des Inzidenzwinkels wurde dessen Standardabweichung berechnet (Abb. 8.9). Wie sich später noch zeigen wird (Kap. 8.5), lässt sich mit dieser Größe ein Zusammenhang zwischen der gestörten Zuströmung und den daraus resultierenden Wirkungsgradverlusten ableiten.

8.2. Beurteilung des Mischers

Neben den resultierenden Strömungsbedingungen ist der Totaldruckverlust über den Mischer ein entscheidender Parameter, da dieser maßgeblich das Betriebsverhalten des Gesamtsystems beeinflusst (siehe Kap. 7.3.3). In Abb. 8.10 ist der Totaldruckverlustkoeffizient für alle drei Mischerkonfigurationen, Massenstromverhältnisse und die beiden Mischstreckenlängen dargestellt. Hier ist der deutliche Vorteil des Senkrechten Mischers (SEK) bezüglich der Totaldruckverluste zu erkennen. Er zeigt für AGR1 den niedrigsten Totaldruckverlustkoeffizienten, der für kleinere Impulsverhältnisse (AGR2-3) noch deutlich

abnimmt. Für AGR3 liegt er auf dem Niveau der Krümmierzuströmung (KR). Der Radialmischer (RAD) zeigt das gleiche Verhalten, vor allem aber für AGR1 auf deutlich höherem Niveau. Für dieses Massenstromverhältnis hat der RAD von allen untersuchten Mischern die höchsten Totaldruckverluste. Für kleinere Impulsverhältnisse nehmen diese drastisch ab, so dass er für AGR3 ebenfalls auf dem Niveau des KR liegt. Der Blütenmischer (BM) zeigt hingegen ein abweichendes Verhalten. Der erneute Anstieg der Totaldruckverluste von AGR2 zu AGR3 liegt an den auftretenden Strömungsablösungen an der Versperung in der Mitte der Blüte und den zusätzlichen Sekundärgeschwindigkeitsanteilen (vgl. Kap. 7.1.2). Für eine Mischstreckenlänge von $2D$ steigen die Totaldruckverluste aufgrund weiterer Mischungs- und Rohrreibungsverluste weiter an. Vor allem für den SEK bei AGR1 machen sich die Verluste durch die weitere Vermischung deutlich bemerkbar. Für die anderen Konfigurationen überwiegen aufgrund der bereits homogenen Vermischung nach $1D$ hauptsächlich die Rohrreibungsverluste, wodurch hier die Zunahme geringer ausfällt (vgl. Kap. 6.4).

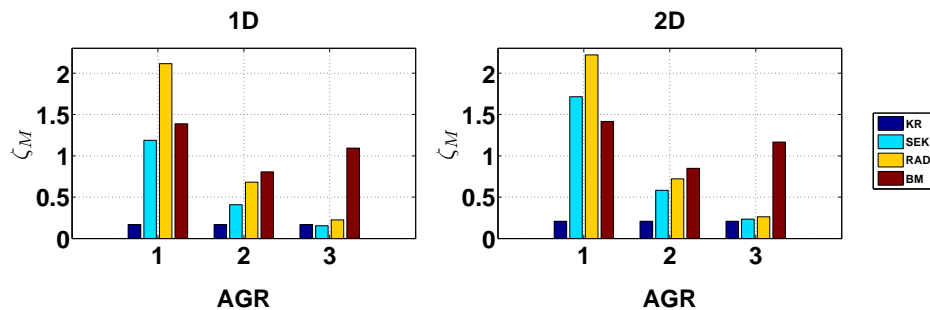


Abbildung 8.10.: Totaldruckverlustkoeffizient ζ_M der Mischer

8.3. Beurteilung des Betriebsverhaltens

Nachdem die geänderten Zuströmbedingungen durch die Mischergeometrien ausführlich diskutiert und analysiert wurden, werden nachfolgend die Auswirkungen auf das Betriebsverhalten betrachtet. Hierzu werden zwei Fälle unterschieden. Zum einen wird das Betriebsverhalten der Verdichterstufe alleine und zum anderen das des Gesamtsystems (Mischer inklusive Verdichterstufe) betrachtet (siehe Tab. 7.1). Dabei soll herausgearbeitet werden, wo die Verluste entstehen und welche Verlustmechanismen dafür verantwortlich sind.

Hierfür ist in Abb. 8.11 der Wirkungsgradabfall ($\Delta\eta = \eta_{REF} - \eta_{SEK,RAD,BM}$) der einzelnen Mischerkonfigurationen gegenüber der geraden, ungestörten Zuströmung (REF) aufgetragen. Werden nur die Verluste der Verdichterstufe berücksichtigt, zeigt die SEK-Konfiguration insbesondere für AGR1 die größten Verluste, die jedoch mit abnehmendem Massenstromverhältnis kleiner werden, so dass sich für AGR2 und AGR3 im Teillastbereich ($\dot{m}_{red} < 0,06 \text{ kg/s}$) leichte Wirkungsgradvorteile gegenüber den beiden anderen Mischerkonfigurationen ergeben. Diese Abnahme der Wirkungsgradverluste korreliert mit der weniger gestörten Zuströmung bei diesen Impulsverhältnissen (siehe Kap. 8.1). Allerdings ist die deutliche Zunahme der Wirkungsgradverluste für höhere Gesamtmassenströme bei der SEK-Konfiguration auffällig. Diese liegen im Maximum bei bis zu 6%. Dies ist eine Folge des bereits gezeigten

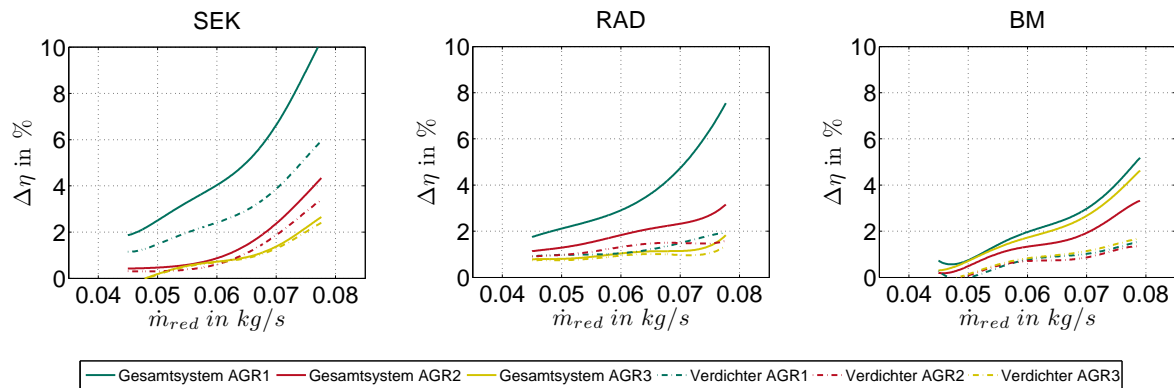


Abbildung 8.11.: Wirkungsgradverluste $\Delta\eta$ des Gesamtsystems und der Verdichterstufe

Einfluss des stromaufwärts befindlichen Krümmers, der bei diesem Mischer besonders stark ausgeprägt ist (siehe Kap. 8.1). Gemäß Gl. 2.3 nimmt mit höheren Strömungsgeschwindigkeiten der Druckgradient normal zur Strömungsrichtung zu, was unweigerlich zu einer verstärkten Ausbildung von Sekundärströmungen und somit zu schlechteren Anströmbedingungen des Verdichters führt. Die Zunahme der Wirkungsgradverluste für höhere Massenströme deckt sich mit den Beobachtungen in der Literatur [1, 57, 103]. Für die RAD-Konfiguration, aber insbesondere für die BM-Konfiguration, fallen die Verluste aufgrund der homogenen Zuströmung mit 0-2% deutlich geringer aus. Auch zeigt sich bei diesen Mixern nicht die ausgeprägte Abhängigkeit vom Massenstromverhältnis und Gesamtmassenstrom. In Kap. 8.1 konnte gezeigt werden, dass sich die Zuströmbedingungen dieser Mixers nicht in dem starken Maße, wie es beim SEK der Fall ist, für die verschiedenen Massenstromverhältnisse unterscheiden. Insbesondere der RAD weist eine geringe Abhängigkeit der Strömungsverhältnisse vom Massenstromverhältnis auf. Ebenso ist bei diesem Mischer der Einfluss des Krümmers auf die Strömungsverhältnisse am geringsten. Dies führt dazu, dass die Wirkungsgradverluste der RAD-Konfiguration weitestgehend unabhängig vom Massenstromverhältnis und dem Gesamtmassenstrom sind.

Wird das Gesamtsystem betrachtet (Tab. 7.1), steigen die Wirkungsgradverluste durch die zusätzlich berücksichtigten Totaldruckverluste über den Mischer deutlich an. Dies können je nach Mischer und Massenstromverhältnis nochmals 4-6% Prozentpunkte sein. Allerdings fallen die zusätzlichen Wirkungsgradverluste bei der SEK-Konfiguration aufgrund der generell sehr niedrigen Totaldruckverluste über den Mischer geringer aus. Die SEK-Konfiguration kann dadurch die Nachteile bezüglich der Zuströmbedingungen zum Teil kompensieren. Dahingegen führen im Vergleich zum Wirkungsgradverlust der Verdichterstufe die hohen Totaldruckverluste über den Mischer bei der RAD- und der BM-Konfiguration zu einer signifikanten Zunahme der Wirkungsgradverluste des Gesamtsystems, wodurch der Vorteil durch die in diesen Fällen gleichmäßigere Zuströmung wieder zunichte gemacht wird. Des Weiteren sind die Wirkungsgradvorteile, die die SEK-Konfiguration für die Verdichterstufe im Teillastbereich für AGR2 und AGR3 gegenüber den anderen Mischerkonfigurationen aufweist, bei Betrachtung des Gesamtsystems noch deutlicher. Ausschlaggebend hierfür ist, dass für diese Massenstromverhältnisse die SEK-Konfiguration eine weniger gestörte Zuströmung mit geringen Totaldruckverlusten kombiniert. Für AGR3 sind die Totaldruckverluste so gering, dass es im Vergleich zum Verdichtereffizienzgrad zu keinen nennenswerten zusätzlichen Verlusten kommt. Das Gleiche gilt für die RAD-Konfiguration. Für AGR1

hingegen kombiniert die BM-Konfiguration vergleichsweise geringe Totaldruckverluste mit einer sehr homogenen Anströmung, so dass sie für dieses Massenstromverhältnis die geringsten Wirkungsgradverluste aufweist. Für AGR3 ergibt sich für diesen Mischer allerdings infolge der Interaktion zwischen Krümmer und Blüte ein stärker gestörtes Zuströmprofil mit höheren Totaldruckverlusten. Dadurch sind die Wirkungsgradverluste trotz des geringeren Massenstromverhältnisses annähernd auf gleichem Niveau wie für AGR1. Aus dieser Diskussion ergibt sich, dass die Totaldruckverluste über den Mischer bei der Auslegung von ND-AGR Systemen unbedingt berücksichtigt werden müssen. Dies gilt insbesondere für große Massenstromverhältnisse und hohe Gesamtmassenströme. Letztere führen aufgrund der damit einhergehenden Strömungsgeschwindigkeiten zu einem signifikanten Anstieg der Totaldruck- und somit auch der Wirkungsgradverluste.

Es konnte gezeigt werden, dass sich je nach Mischergeometrie und Massenstromverhältnis die Anteile der Wirkungsgradverluste unterschiedlich auf Mischer und Verdichterstufe aufteilen und sich die ursächlichen Verlustmechanismen ändern. Bei den durch den Mischer bedingten Verlusten handelt es sich überwiegend um Mischungsverluste. In der Verdichterstufe hingegen gestaltet sich die Bestimmung der einzelnen Verlustmechanismen und deren jeweiliger Anteil deutlich schwieriger und lässt sich nicht eindeutig klären. In Abb. 8.12 sind die Anteile der Wirkungsgradverluste, die im Mischer und in der Verdichterstufe entstehen, für die untersuchten Mischerkonfigurationen dargestellt. Dies ermöglicht eine Aussage, in welchem Teilsystem der Großteil der Verluste entsteht. So werden Erkenntnisse darüber gewonnen, welches die entscheidenden Verlustmechanismen sind, die bei der Auslegung zukünftiger Mischer beachtet werden müssen. Erwartungsgemäß ergeben sich bei der SEK-Konfiguration für AGR1 und AGR2 aufgrund der gestörten Zuströmung die größten Verluste in der Verdichterstufe. Dabei nimmt der Anteil der Verluste, die in der Verdichterstufe entstehen, durch die abfallenden Totaldruckverluste des Mischers von AGR1 zu AGR2 zu. Für AGR3 konnte bereits gezeigt werden, dass die Totaldruckverluste des Mischers keinen signifikanten Anteil mehr haben, so dass die Verluste in der Verdichterstufe 93% ausmachen. Generell ist der Anteil des Mischers an den Verlusten bei kleinen Massenstromverhältnissen und kleinen Gesamtmassenströmen sehr gering, so dass sich in diesem Bereich für die Mischerkonfigurationen die dargestellten Kurvenverläufe ergeben (Abb. 8.12). Bei der BM-Konfiguration überwiegen infolge der homogenen Zuströmung stets die Totaldruckverluste des Mischers. Dabei nimmt der Verlustanteil, der in der Verdichterstufe entsteht, aufgrund der zunehmend ungleichmäßiger werden-

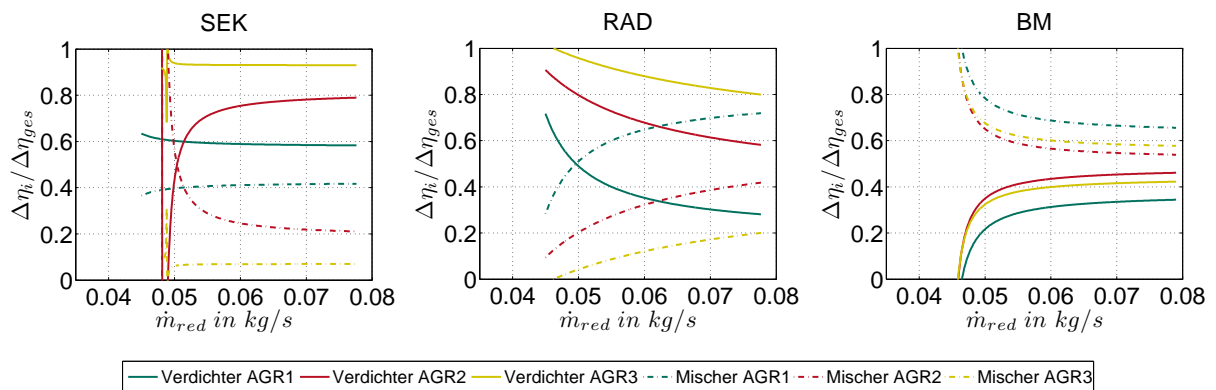
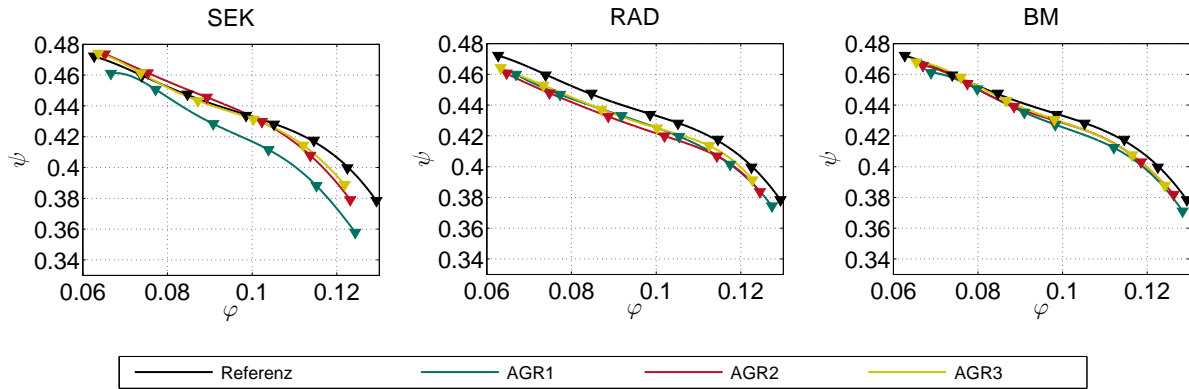


Abbildung 8.12.: Anteil des Mischers und der Verdichterstufe $\Delta\eta/\Delta\eta_{ges}$ an den Wirkungsgradverlusten

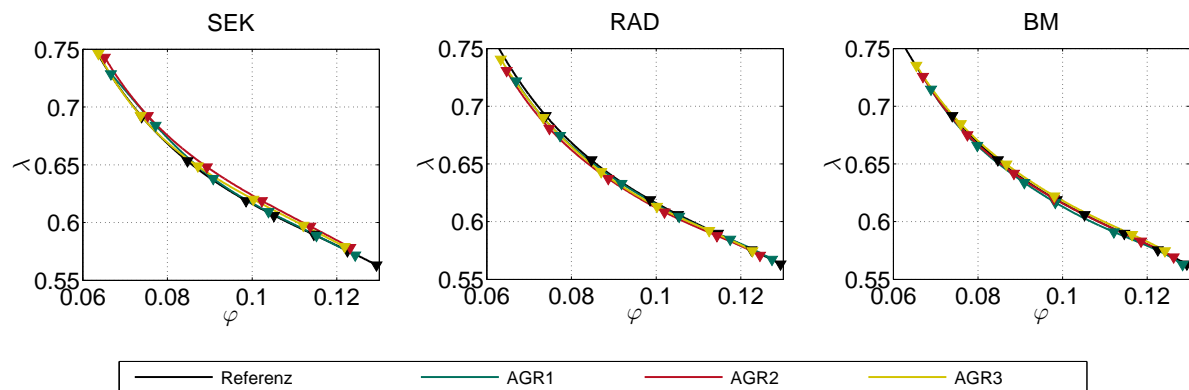
Abbildung 8.13.: Druckzahl ψ

den Zuströmung für AGR2 und AGR3 zu. Infolge der nochmals ansteigenden Totaldruckverluste von AGR2 nach AGR3 verschieben sich die Verlustanteile wieder zu Ungunsten des Mischers. Für die RAD-Konfiguration sind die Verlustanteile sehr abhängig vom Massenstromverhältnis. Für AGR1 überwiegen die Totaldruckverluste (Abb. 8.10) des Mischers. Mit abnehmendem Massenstromverhältnis, für die der Totaldruckverlustkoeffizient des Mischers deutlich geringer ist, dominieren die Verluste der Verdichterstufe.

In Abb. 8.13 ist die Druckzahl über dem Durchsatzkoeffizienten aufgetragen (Gl. 8.2). Dabei ist zu erkennen, dass die gestörte Zuströmung im Wesentlichen die Druckzahl beeinflusst.

$$\psi = \frac{c_p T_{tot,3} \left[\left(\frac{p_{tot,5}}{p_{tot,3}} \right)^{\kappa-1/\kappa} - 1 \right]}{u_2^2} \quad \text{und} \quad \varphi = \frac{4\dot{m}}{\rho \pi D_2^2 u_2^2} \quad (8.2)$$

Die Leistungszahl (Gl.8.3) hingegen zeigt im Vergleich zur REF-Konfiguration für fast alle untersuchten Konfigurationen und Massenstromverhältnisse nur unwesentliche Änderungen bei der Leistungsaufnahme des Verdichters (Abb. 8.14). Nur die SEK-Konfiguration zeigt für AGR2 eine geringfügig höhere

Abbildung 8.14.: Leistungszahl λ

Leistungsaufnahme. Auf die Ursache wird nachfolgend eingegangen.

$$\lambda = \frac{c_p (T_{tot,5} - T_{tot,3})}{u_2^2} \quad (8.3)$$

Eine geänderte Leistungsaufnahme durch die zusätzlichen Umfangskomponenten in der Zuströmung des Verdichters, wie sie sich nach der Eulerschen Hauptgleichung der Turbomaschinen (Gl. 8.4) einstellen würde, ergibt sich aufgrund der symmetrischen Strömungsbedingungen nicht.

$$\Delta h_{tot} = u_2 c_{u2} - u_1 c_{u1} \quad (8.4)$$

Der negative Drall ($-c_{u1}$), der die Leistungsaufnahme vergrößern würde, wird durch den gleichen Anteil an positivem Drall ($+c_{u1}$) kompensiert. Somit liegt am Laufradeintritt kein Drall vor, der die Leistungsaufnahme beeinflussen würde. Dies gilt jedoch nur aufgrund des symmetrischen Aufbaus der Mischergeometrien. Allerdings führen die unterschiedlichen Drallkomponenten generell zu geänderten Anströmwinkeln des Laufrades und somit zu geänderten Inzidenzwinkeln, die die Grenzschicht in der Nähe der Schaufelkante wesentlich beeinflussen (Abb. 8.15). Diese Strömungsbedingungen führen zu einem geänderten Verlustverhalten, das sich in der Druckzahl äußert. Einzige Ausnahme ist die SEK-Konfiguration für AGR2, die im Teillastbereich eine größere Druckzahl aufweist. Der dennoch niedrigere Wirkungsgrad ergibt sich durch die höhere Leistungsaufnahme. Grundsätzlich lässt sich jedoch festhalten, dass die Wirkungsgradverluste durch den Abfall der Druckzahl und somit wesentlich durch die geänderten Anströmwinkel bedingt sind. Auf die Auswirkungen der geänderten Eintrittsbedingungen des Laufrades, die sich durch die unterschiedlichen Anströmwinkel und Drallkomponenten ergeben, wird in Kap. 8.5 und Kap. 9 nochmals eingegangen.

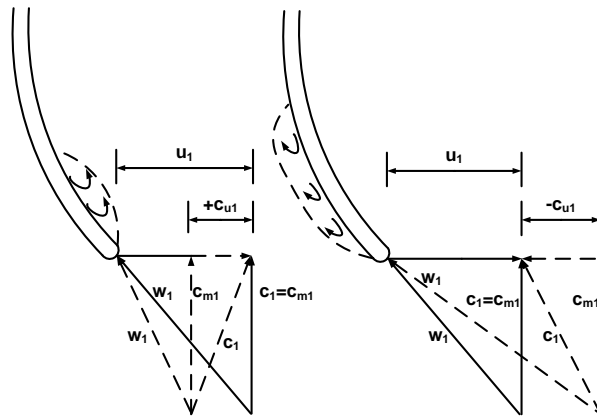


Abbildung 8.15.: Strömungsverhältnisse am Laufradeintritt

Die bisher betrachtete Verdichterstufe lässt sich in Laufrad, Diffusor und Spirale unterteilen. Dabei ist die Aufgabe des Diffusors und der Spirale (im Weiteren werden diese beiden Bauteile unter dem Begriff Spiralgehäuse zusammengefasst) das Fluid, das das Laufrad mit sehr hoher Absolutgeschwindigkeit verlässt, aufzunehmen, zu verlangsamen und zu verzögern, um den statischen Druckaufbau zu gewährleisten. Dieser Vorgang ist sehr verlustbehaftet und kann mehr als die Hälfte der Verluste in einer Radialverdichterstufe ausmachen [23, 18]. Im Diffusor entstehen die Verluste dabei im Wesentlichen aufgrund der inhomogenen Laufradabströmung („Jet-Wake-Struktur“), durch Wandreibungsverluste und

durch Sekundärströmungsverluste, die sich aufgrund der starken Stromlinienkrümmung ergeben. In der Spirale kommen noch Verluste durch die Fehlanströmung der Zunge und weitere Wandreibungsverluste hinzu. Des Weiteren ergeben sich als entscheidende Verlustquelle Sekundärströmungen in der Spirale. Diese entstehen durch die radialen Geschwindigkeitskomponenten, wodurch deren kinetische Energie nicht nutzbar ist und schlussendlich dissipiert wird. Nachfolgend wird eruiert, wie das Betriebsverhalten bzw. die Verluste des Spiralgehäuses durch die geänderten Strömungsbedingungen beeinflusst werden.

Zur Beurteilung dieser Verluste wird der Totaldruckverlustkoeffizient (Gl. 2.26) des Spiralgehäuses herangezogen (Abb. 8.16). Für alle untersuchten Konfigurationen ist ein deutliches Verlustminimum im Bereich von $\dot{m}_{red}=0,07 \text{ kg/s}$ zu erkennen, das mit dem Wirkungsgradoptimum der gesamten Verdichterstufe zusammenfällt. Die Lage der Minima verschiebt sich für die untersuchten Fälle nur unwesentlich. Für die SEK-Konfiguration ist zu erkennen, dass die zusätzlichen Verluste gegenüber der REF-Konfiguration sehr klein sind. Nur im starken Teil- und Überlastbereich kommt es zu höheren Verlusten. Für AGR2 hingegen ist der Verlustkoeffizient im Bereich $\dot{m}_{red}=0,05...0,077 \text{ kg/s}$ um bis zu 4% kleiner. Unter der Annahme, dass sich die Verluste im Spiralgehäuse erhöhen, ist dieses Ergebnis nicht erwartungsgemäß. Als Grund für diese Annahme kommen verschiedenste Punkte in Frage. Zum einen ist die durch die höhere Strömungsinhomogenität geänderte Grenzschichtausbildung im Diffusor zu nennen. Bereits Gu et al. [35] konnten zeigen, dass diese entscheidend das Verlustverhalten beeinflusst. Zum anderen verursachen die Strömungsinhomogenitäten höhere Mischungsverluste. Darüber hinaus führt das höhere Geschwindigkeitsniveau zu höheren Wandreibungsverlusten. In Kap. 8.1 konnte andererseits gezeigt werden, dass die Zuströmverhältnisse des Laufrades über den Umfang durch den SEK entscheidend beeinflusst werden. Besonders deutlich wird dies an der ungleichen Umfangsverteilung des Inzidenzwinkels, die sich ursprünglich durch die Stromaufwirkung des Spiralgehäuses ergibt. Die Interaktion des Spiralgehäuses und des Mischers könnte dazu führen, dass sich die Strömungsverhältnisse in der Spirale verbessern, beispielsweise durch eine günstigere Anströmung der Spiralzunge. Für eine endgültige Klärung der Ursache sind weiterführende Untersuchungen notwendig, die betrachten, wie sich die gestörte Verdichtierzuströmung auf die Rotor-Stator-Interaktion und damit auf die Strömungsverhältnisse im Spiralgehäuse auswirkt. Um genauer herauszustellen, wie sich die Verluste auf Laufrad und Spiralgehäuse verteilen, sind in Abb. 8.17 die Wirkungsgradverluste in den jeweiligen Bauteilen gegenüber der REF-Konfiguration aufgetragen. Es sei jedoch darauf hingewiesen, dass diese Diagramme nur Tendenzen

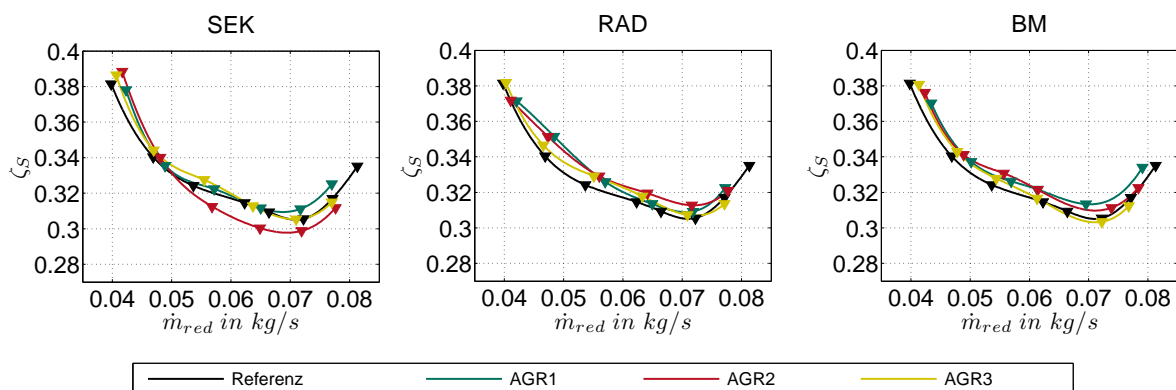
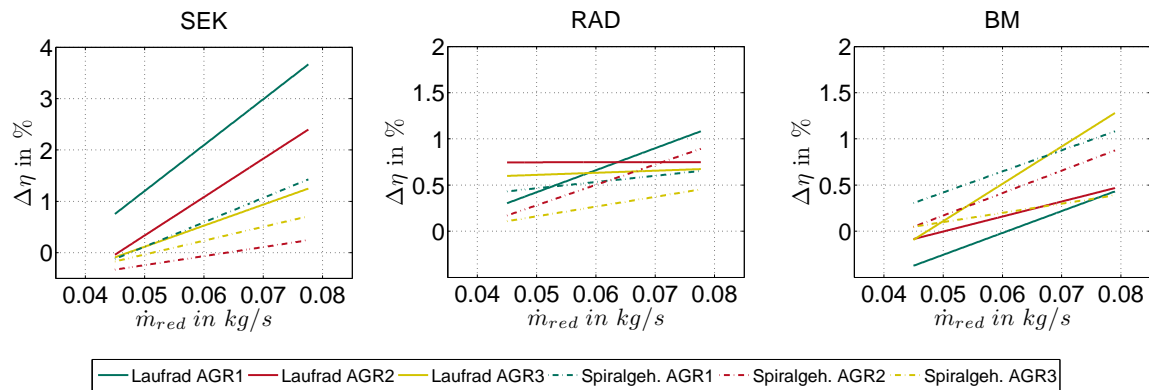


Abbildung 8.16.: Totaldruckverlustkoeffizient ζ_S des Spiralgehäuses

Abbildung 8.17.: Wirkungsgradverluste $\Delta\eta$ des Laufrades und des Spiralgehäuses

verdeutlichen, da die Kurven linear interpoliert wurden. Die Bestimmung des Verlaufes mit Polynomen höherer Ordnung führte zu Schwingungen im Kurvenverlauf, die eine verlässliche Aussage erschweren. Für die SEK-Konfiguration verdeutlicht diese Darstellung, dass der Großteil der Verluste durch die stark gestörte Zuströmung im Laufrad selbst entsteht.

Die RAD-Konfiguration zeigt für alle Massenstromverhältnisse einen höheren Totaldruckverlustkoeffizienten des Spiralgehäuses (Abb. 8.16). Abhängig vom Massenstromverhältnis ergeben sich im Optimum zusätzliche Verluste von bis zu 1,9%, mit steigender Tendenz in Richtung Teillastbereich. Hier kann der Verlustkoeffizient bis zu 4,5% höher liegen als der der REF-Konfiguration. Hierbei wird es sich im Wesentlichen um zusätzliche Mischungs- und Reibungsverluste handeln. Eine klare Abhängigkeit des Totaldruckverlustkoeffizienten vom Massenstromverhältnis lässt sich nicht erkennen. Ebenso ergibt sich bei der RAD-Konfiguration bezüglich des Entstehungsortes (Laufrad, Spiralgehäuse) der Verluste nicht die Eindeutigkeit wie bei der SEK-Konfiguration (Abb. 8.17).

Auch die BM-Konfiguration weist zusätzliche Totaldruckverluste im Spiralgehäuse auf (Abb. 8.16). Die Kurven dieser Konfiguration zeigen im Vergleich zur REF-Konfiguration einen gleichmäßigen Offset über den gesamten Betriebsbereich. Im Maximum sind die Verluste in der Spirale um bis zu 3% höher. Eine Ausnahme ergibt sich für AGR3, bei der sich im Optimum keine nennenswerten Unterschiede zur REF-Konfiguration zeigen. Interessanterweise machen bei der BM-Konfiguration die Verluste im Spiralgehäuse den Großteil in der Verdichterstufe aus (Abb. 8.17). Im Laufrad sind die Verluste wegen der homogenen Zuströmung gering. Für AGR1 ergeben sich sogar Wirkungsgradvorteile für das Laufrad. Die zunehmende Ungleichförmigkeit der Geschwindigkeitsverteilung für AGR3 bedingt allerdings, dass die Verluste im Laufrad ansteigen und den größeren Anteil an den gesamten Verlusten der Verdichterstufe ausmachen.

In Abb. 8.18 ist abschließend die Abnahme des Totaldruckverhältnisses der untersuchten Mischerkonfigurationen gegenüber der REF-Konfiguration aufgezeigt. Diese weist dabei die gleichen Abhängigkeiten vom Massenstromverhältnis und der Mischergeometrie auf wie zuvor der Wirkungsgrad. Einzige Ausnahme ist die SEK-Konfiguration bei AGR2. Im Vergleich zur REF-Konfiguration ergibt sich für diesen Fall durch die geringen Verluste im Spiralgehäuse (Abb. 8.16) im Teillastbereich ein höheres Totaldruck-

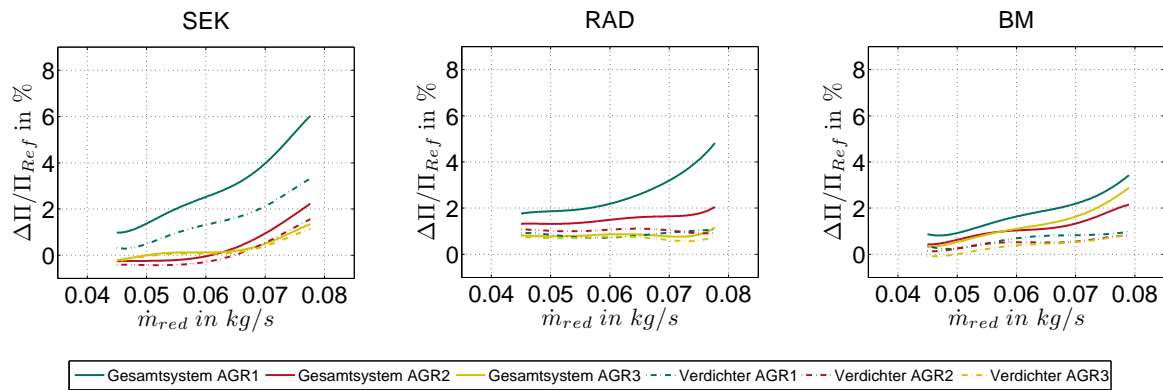


Abbildung 8.18.: Totaldruckverhältnisverluste $\Delta\Pi/\Pi_{Ref}$ des Gesamtsystems und der Verdichterstufe

verhältnis für die Verdichterstufe. Das geringere Verlustniveau im Spiralgehäuse überkompensiert auch die zusätzlichen Totaldruckverluste über den Mischer, so dass ebenfalls für das Gesamtsystem das Totaldruckverhältnis im Vergleich zur REF-Konfiguration im Teillastbereich höher ausfällt. Dieser positive Einfluss der geringeren Verluste im Spiralgehäuse war bereits bei der Druckzahl zu erkennen (Abb. 8.13).

8.4. Einfluss der Mischstrecke auf das Betriebsverhalten

Nachfolgend soll der Einfluss der Mischstrecke auf das Betriebsverhalten des Verdichters und des Gesamtsystems untersucht werden. Dazu wird der Wirkungsgradverlust der einzelnen Mischerkonfigurationen gegenüber der geraden, ungestörten Zuströmung (REF) diskutiert. Die gezeigten Ergebnisse beruhen auf den bereits in Kap. 8.1 vorgestellten Untersuchungen.

Wird für die einzelnen Mischerkonfigurationen nur der Wirkungsgradverlust der Verdichterstufe betrachtet, wirkt sich eine Verlängerung der Mischstrecke aufgrund der zunehmenden Vergleichmäßigung der Zuströmung vor allem für die SEK-Konfiguration bei AGR1 positiv aus (Abb. 8.19). Der Wirkungsgradverlust kann dadurch um ca. 0,95% Prozentpunkte verkleinert werden. Für AGR2 sind keine wesentlichen Verbesserungen zu erkennen, wohingegen für AGR3 trotz der teils doch nur sehr geringen

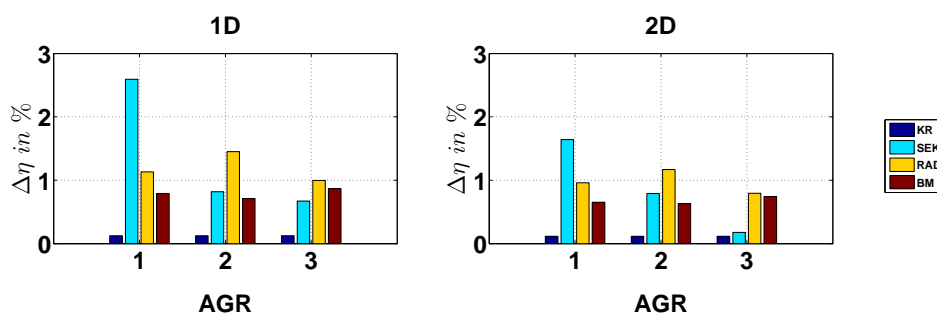


Abbildung 8.19.: Wirkungsgradabfall $\Delta\eta$ der Verdichterstufe

Änderungen der Zuströmbedingungen (vgl. Kap. 8.1) der Wirkungsgradverlust nochmals um ca. 0,5% Prozentpunkte kleiner wird. Die RAD-Konfiguration zeigt mit ca. 0,17-0,28% Prozentpunkten für alle Massenstromverhältnisse eine ähnliche Verbesserung des Wirkungsgrades. Von allen Mischerkonfigurationen wirkt sich eine Verlängerung der Mischstrecke bei der BM-Konfiguration am wenigsten (max. 0,14% Prozentpunkte) aus. Ursache ist, dass bei diesem Mischer die beiden Teilströme bereits nach einer Mischstreckenlänge von $1D$ weitestgehend ausgemischt sind, so dass eine Verlängerung keine wesentliche Änderung der Strömungsverhältnisse und des Totaldruckverlustes bewirkt.

Wird für die einzelnen Mischerkonfigurationen der Wirkungsgradverlust des Gesamtsystems betrachtet, fällt der durch die längere Mischstrecke bedingte Wirkungsgradvorteil, der sich für die Verdichterstufe vor allem für die SEK-Konfiguration bei AGR1 zeigt, nicht mehr so deutlich aus (Abb. 8.20). Eine längere Mischstrecke führt in diesem Fall nur zu einer Wirkungsgradverbesserung von 0,4% Prozentpunkten. Dies liegt in dem ansteigenden Totaldruckverlust begründet, der den positiven Effekt der gleichmäßigeren Zuströmung wieder zunichte macht. Auch für die beiden anderen Mischer werden die geringen Wirkungsgradvorteile, die sich bei einer längeren Mischstrecke für die Verdichterstufe ergeben, durch die ansteigenden Totaldruckverluste reduziert. Der Vorteil einer längeren Mischstrecke für das Gesamtsystem ist bei diesen Mixern daher nur marginal.

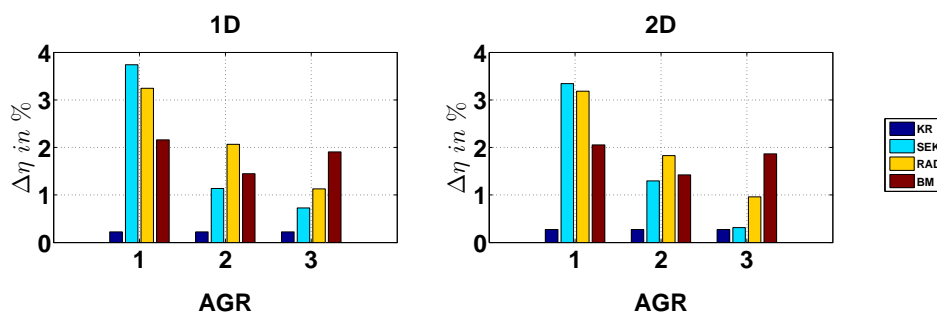


Abbildung 8.20.: Wirkungsgradabfall $\Delta\eta$ des Gesamtsystems

8.5. Abhängigkeiten des Verdichterbetriebsverhaltens von den Zuströmbedingungen

Im vorherigen Kapiteln konnte gezeigt werden, dass die Störungen der Verdichtierzuströmung stark von der Mischergeometrie und dem Massenstromverhältnis beeinflusst werden. Ebenso wurden Zusammenhänge zwischen den gestörten Zuströmbedingungen und dem daraus resultierenden Betriebsverhalten des Verdichters diskutiert. Anhand dieser Ergebnisse werden nachfolgend empirische Korrelationen ermittelt. Ziel ist es, die Zuströmparameter zu eruieren, die maßgeblich das Verlustverhalten des Verdichters bestimmen und bei der Auslegung von Mischergeometrien berücksichtigt werden müssen. Mithilfe geeigneter Korrelationen ist es darüber hinaus möglich, im Auslegungsprozess z.B. den Wirkungsgradabfall des Verdichters bei einer bekannten Zuströmung vorherzusagen. Um festzustellen, ob zwischen den betrachteten Größen (Zuströmparameter und Verluste des Wirkungsgrades bzw. Totaldruckverhältnisses)

ein Zusammenhang besteht, wird der empirische Korrelationskoeffizient R bestimmt.

$$R = \frac{S_{XY}}{S_X S_Y} \quad (8.5)$$

$$\text{empirische Kovarianz: } S_{XY} = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n (X_i - \bar{X}) (Y_i - \bar{Y})$$

$$\text{Varianzen: } S_X^2 = \frac{1}{n-1} \sum_{i=1}^n (X_i - \bar{X})^2 \quad S_Y^2 = \frac{1}{n-1} \sum_{i=1}^n (Y_i - \bar{Y})^2$$

X_i, Y_i : Stichproben

\bar{X}, \bar{Y} : Mittelwert der Stichproben

Der Korrelationskoeffizient ist ein dimensionsloses Maß für den Grad des linearen Zusammenhanges zwischen dem Parameter, der die Zuströmung beschreibt, und dem resultierenden Betriebsverhalten der Verdichterstufe (Wirkungsgrad, Totaldruckverhältnis). Bei $R = +1$ bzw. $R = -1$ besteht ein vollständig positiver bzw. negativer linearer Zusammenhang zwischen den betrachteten Merkmalen. Bei $R = 0$ hängen die beiden betrachteten Größen nicht linear voneinander ab. Dennoch können sie einen nicht-linearen Zusammenhang aufweisen. Allerdings bedeutet auch $R < 0$ bzw. $R > 0$ nicht automatisch, dass ein statistischer Zusammenhang besteht. Um von einem linearen Zusammenhang der Größen sprechen zu können, sollte sich R so wenig wie möglich von $+1$ bzw. -1 unterscheiden. In Tab. 8.1 ist aufgeführt, wie sich gemäß R die Güte einer Korrelation beurteilen lässt. Der Berechnung des Koeffizienten liegen die Ergebnisse der untersuchten Zuströmkonfigurationen (REF, KR, SEK, RAD, BM) für drei Massenstromverhältnisse (AGR1-3) und zwei Mischstreckenlängen ($1D, 2D$) bei $\dot{m}_{red}=0,062$ kg/s und $\dot{n}_{red}=125170$ 1/min zugrunde.

„starke Korrelation“	$0,8 \leq R $
„mittlere Korrelation“	$0,5 < R < 0,8$
„schwache Korrelation“	$ R < 0,5$

Tabelle 8.1.: Beurteilung der Korrelation [30]

In Tab. 8.2 sind die Korrelationskoeffizienten der untersuchten Mischergeometrien für die jeweiligen Zuströmparameter bezüglich der Verluste des isentropen Wirkungsgrades und des Totaldruckverhältnisses aufgeführt. Daraus ist zu entnehmen, dass die RAD-Konfiguration statistische Zusammenhänge für einige der Parameter, die die Verzerrung des Zuströmprofils und den Anteil an Sekundärgeschwindigkeit beschreiben, aufweist. Für die SEK-Konfiguration lässt sich zwischen dem Wirkungsgradverlust und der Standardabweichung des Inzidenzwinkels eine lineare Abhängigkeit erkennen. Für die BM-Konfiguration ergeben sich dahingegen keine eindeutigen Zusammenhänge. Grund ist, dass die Verluste der Verdichterstufe im Vergleich zur REF-Konfiguration sehr klein ausfallen und die Zuströmbedingungen sehr gleichmäßig sind, wodurch die Ableitung eindeutiger Korrelationen schwierig wird. Doch auch für diese Mischkonfiguration zeigt sich eine „mittlere Korrelation“ zwischen der Standardabweichung des Inzidenzwinkels und dem Wirkungsgradverlust. Bereits in Kap. 8.1 wurde die Ursache

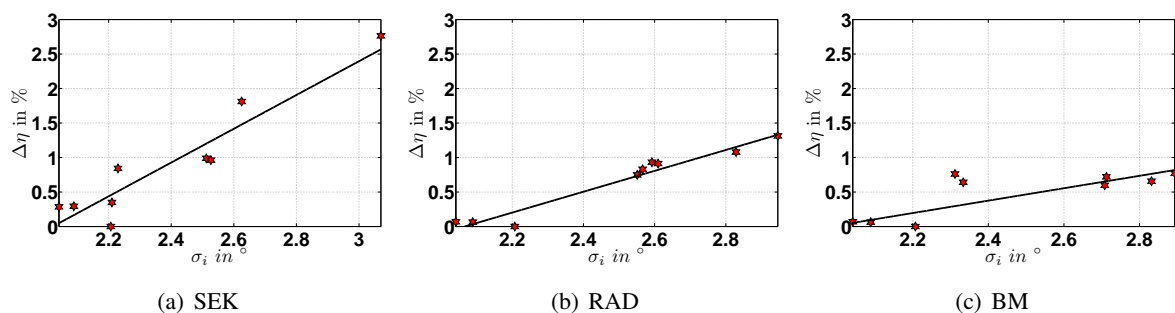
R	SEK	RAD	BM
A	0,07	0,93	0,65
J_A	0,06	0,91	0,57
J_U	0,71	0,90	0,73
J_{norm}	0,84	0,90	0,68
i	0,05	0,09	0,62
σ_i	0,89	0,90	0,78
ε	0,23	0,14	-0,13
σ_p	-0,22	0,52	-0,52

Tabelle 8.2.: Korrelationskoeffizient für den isentropen Wirkungsgrad

R	SEK	RAD	BM
A	-0,69	0,92	0,36
J_A	-0,02	0,93	0,48
J_U	0,60	0,86	0,43
J_{norm}	0,69	0,88	0,35
i	0,16	0,05	0,60
σ_i	0,79	0,93	0,57
ε	0,26	-0,32	-0,40
σ_p	-0,19	0,62	-0,27

Tabelle 8.3.: Korrelationskoeffizient für das Totaldruckverhältnis

für die Ungleichverteilung des Inzidenzwinkels und deren möglicher Einfluss auf das Betriebsverhalten diskutiert. Aus diesem Grund sind in Abb. 8.21 die Wirkungsgradverluste der Mischerkonfigurationen gegenüber der REF-Konfiguration über der Standardabweichung des Inzidenzwinkels aufgetragen. In die Diagramme sind neben den entsprechenden Mischerkonfigurationen (AGR1-AGR3 und 1D/2D) noch die REF- und die KR-Konfiguration für die beiden Mischstreckenlängen eingetragen. Für die RAD-Konfiguration verdeutlicht diese Darstellung die lineare Korrelation der beiden betrachteten Größen. Obwohl die Berechnung des Korrelationskoeffizienten eine schwächere lineare Korrelation für die beiden anderen Mischerkonfigurationen ergibt, ist auch für diese eine Abhängigkeit des Wirkungsgradabfalls von der Standardabweichung des Inzidenzwinkels zu erkennen. Die Ungleichförmigkeit der Zuströmverhältnisse über den Umfang, die diese Ungleichverteilung des Inzidenzwinkels bedingt und die das Laufrad periodisch durchläuft, ist demnach eine entscheidende Ursache für die Wirkungsgradverluste. Allerdings konnte gezeigt werden, dass nicht nur der absolute Wert der Ungleichförmigkeit, ausgedrückt in Form der Standardabweichung, einen Einfluss hat, sondern auch die Lage der Ungleichförmigkeiten relativ zur Spiralzunge. Für die SEK-Konfiguration ergaben sich je nach Lage der Ungleichförmigkeiten verlustärmere Strömungsbedingungen im Bereich des Spiralgehäuses (vgl. Kap. 8.3). Die Interaktion der beiden Teilsysteme (Mischer und Spirale), die maßgeblich diese Umfangsverteilung beeinflusst, muss deshalb beachtet werden. Generell sollte bei der Auslegung des Mixers angestrebt werden Umfangsstörungen der Verdichterzuströmung zu vermeiden. Eine weitere entscheidende Erkenntnis dieser


Abbildung 8.21.: Wirkungsgradverlust $\Delta\eta$ in Abhängigkeit der Standardabweichung des Inzidenzwinkels σ_i

Betrachtung ist, dass zwischen dem zur Auslegung der Mischergeometrien herangezogenen Parameter Mischungsgüte und dem Betriebsverhalten des Verdichters kein Zusammenhang zu erkennen ist und es daher nicht zielführend ist, Mischergeometrien nach diesem Parameter auszulegen.

8.6. Diskussion

In diesem Kapitel wurde gezeigt, dass sich die Strömungsverhältnisse im Zulauf des Verdichters je nach Mischergeometrie und Massenstromverhältnis signifikant unterscheiden und damit auch das Betriebsverhalten des Verdichters unterschiedlich beeinflusst wird. Bezüglich des Betriebsverhaltens ist es dabei entscheidend, ob der Verdichter im Teil- oder im Überlastbereich betrieben wird. Je nach Mischergeometrie zeigen sich dabei deutliche Unterschiede bezüglich der auftretenden Verluste. Von allen Mischern zeigt besonders der Senkrechte Mischer (SEK) für hohe Massenstromverhältnisse die stärkste Störung der Strömungsverhältnisse. Diese Störungen nehmen allerdings mit abnehmendem Impulsverhältnis deutlich ab. Für den SEK ergibt sich daher die stärkste Abhängigkeit der Strömungsverhältnisse und den sich daraus ergebenden Verlusten vom Massenstromverhältnis. Als einer der entscheidenden Faktoren für die Verluste eines Niederdruckabgasrückführsystems stellen sich die Totaldruckverluste über den Mischer heraus, die sich durch die Vermischung der beiden Teilmassenströme ergeben. Es konnte gezeigt werden, dass eine homogenere Anströmung des Verdichters die durch den Mischer bedingten Totaldruckverluste nicht vollständig kompensieren kann. Da eine homogene Vermischung jedoch mit erhöhten Totaldruckverlusten einhergeht, muss ein geeigneter Kompromiss gefunden werden. Eine einfache Variante für die praktische Anwendung könnte sich in Form des SEK ergeben. Als entscheidender Parameter für die Strömungsverhältnisse muss in diesem Fall das Impulsverhältnis möglichst klein gehalten werden. Dies ließe sich konstruktiv durch einen möglichst großen Durchmesser der Abgasleitung erreichen. Auf diese Weise würden sich geringe Störungen der Verdichterzuströmung bei gleichzeitig geringen Totaldruckverlusten ergeben, wodurch eine geringe Beeinflussung des Betriebsverhaltens des Gesamtsystems gewährleistet ist. Allerdings stünden diese Verhältnisse entgegen der zuvor gewünschten homogenen Vermischung der beiden Teilströme. Es würden sich heiße Strahlen einstellen, die sich vor allem im Spaltbereich durch den Verdichter ziehen würden. Eine grundlegende Betrachtung der thermomechanischen Auswirkungen auf das Laufrad, das Gehäuse und vor allem die Lagerung müsste durchgeführt werden. Erste Untersuchungen, die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführt wurden, zeigen jedoch, dass selbst bei einer sehr inhomogenen Temperaturverteilung keine nennenswerten Beeinträchtigungen zu erwarten sind, so lange die Spitzentemperaturen unter den zulässigen Werten des jeweiligen Materials liegen [72]. Aus thermomechanischer Sicht stellt sich hierbei das Laufrad als besonders unkritisch heraus, da es keine erkennenswerten Unterschiede zu einem Laufrad zeigt, das nur durch die Zentripetalkraft belastet wird. Physikalisch plausibel ist dieses Ergebnis im Hinblick auf die hohe Drehzahl des Laufrades, d.h. die hochfrequente Rotation durch das inhomogene Anströmprofil, in Verbindung mit dem schlechten Wärmeübergang zwischen Fluid und Laufrad und der sehr guten Temperaturleitfähigkeit des eingesetzten Werkstoffs, die für einen schnellen Temperatúrausgleich innerhalb des Bauteils sorgt. Während das Verdichterrad hochfrequent durch ortsfeste heiße und kalte Zonen der Zuströmung rotiert und sich dadurch über eine Umfangslinie betrachtet vergleichsweise geringe Temperaturunterschiede im Laufrad einstellen, entsteht im Spiralgehäuse des Verdichters ein über den Umfang inhomogenes Tempe-

raturprofil. Die daraus resultierende Temperaturverteilung im Gehäuse spiegelt den Einfluss der inhomogenen Temperaturverteilung deutlich wider. Allerdings bleiben, nicht zuletzt auch wegen des mäßigen Wärmeeintrags und der guten Wärmeleitfähigkeit der eingesetzten Aluminiumlegierung, die absoluten Temperaturgradienten eher klein, so dass die zusätzliche Bauteilbelastung als moderat eingestuft werden kann. Eine weitere Möglichkeit diesen Punkt zu entschärfen ist die Senkung der Temperatur des rückgeführten Abgases. Dabei muss vermieden werden, dass es bei zu niedrigen Abgastemperaturen durch den Vermischungsprozess der beiden Teilströme und der damit einhergehenden Temperaturabsenkung zur Auskondensation der im Abgas befindlichen Feuchte kommt. Treffen die dabei entstehenden Tropfen mit hoher Relativgeschwindigkeit und einem ungünstigen Winkeln auf die metallische Oberfläche des Laufrades, so haben diese eine stark erosive Wirkung, die bis zum Totalausfall des Verdichters führen kann. Analytische und numerische Untersuchungen, die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführt wurden, zeigen, dass alleine die Vermischung der beiden Teilströme und die damit verbundene Absenkung der Temperatur zu keinem Ausfall der Feuchte führt. Kritisch ist es erst, wenn das Abgas soweit gekühlt wird, dass der Sättigungszustand bereits im Abgasstrang erreicht wird und bereits dort die flüssige Phase auskondensiert.

Bei der Verwendung des SEK ist eine größere Mischstreckenlänge vorteilhaft. In Kap. 6.4 und 8.1 konnte gezeigt werden, dass sich die Ungleichförmigkeiten der Strömung beim SEK sehr schnell abbauen und bereits nach einer Mischstreckenlänge von $2D$ die Strömungsverhältnisse deutlich gleichmäßiger sind. Allerdings ist dabei zu berücksichtigen, dass bei diesem Mischer die Totaldruckverluste aufgrund weiterer Mischungsverluste (vgl. Abb. 8.10) nochmals deutlich ansteigen. Der positive Effekt der gleichmäßigen Zuströmung wird dadurch reduziert. Es ist daher sehr wichtig, einen ausgewogenen Kompromiss zwischen den Zuströmbedingungen und den Totaldruckverlusten zu erzielen. Weitere Freiheitsgrade bei der Gestaltung des SEK ergeben sich durch eine Änderung der Winkellage der Abgasleitung zum Frischluftrohr und durch eine Änderung der relativen Lage zum Krümmer, die unter Umständen zu einer noch geringeren Beeinflussung der Zuströmverhältnisse führen könnte. Entscheidend bei der Auslegung des Mixers - unabhängig um welche Geometrie es sich handelt - ist es, Umfangsstörungen der Verdichtierzuströmung zu vermeiden bzw. zu reduzieren. Um die höheren Wirkungsgradverluste, die der SEK im Überlastbereich aufweist, zu vermeiden, wäre der Radialmischer (RAD) eine zielführende Alternative. Dieser zeigt vor allem für kleinere Impulsverhältnisse, bei zwar leicht höheren Verlusten im Teillastbereich, ein konstanteres Verlustverhalten über einen größeren Betriebsbereich des Verdichters. Dazu empfiehlt es sich, die Gesamtfläche der Bohrungen zu erhöhen. Dies führt bei schlechterer Vermischung der beiden Teilströme zu einer geringeren Störung der Verdichtierzuströmung und deutlich niedrigeren Totaldruckverlusten. Bezüglich des Auslegungs- und Fertigungsaufwandes ist es somit bei der Auswahl des richtigen Mixers entscheidend, in welchem Betriebsbereich der Verdichter im ND-AGR-Betrieb arbeiten wird. An dieser Stelle ist hervorzuheben, dass die Nachteile des Blütenmischers (BM) für die geringeren Massenstromverhältnisse nicht prinzipbedingt sind. Diese rühren aus der strömungstechnisch ungünstigen Positionierung der Blüten unmittelbar am Austritt des Krümmers. Eine strömungstechnisch günstigere Gestaltung könnte diese Nachteile (zusätzliche Strömungsinhomogenitäten und Totaldruckverluste) weitestgehend eliminieren. Der gravierendste Nachteil ist jedoch, dass die Blütengeometrie auch bei Betriebspunkten, in denen keine NDG-AGR gefahren wird, stets in der Zuströmung des Verdichters steht.

Generell zeigte sich bei der Untersuchung die große Komplexität einer ND-AGR-Konfiguration. Alle Komponenten, ob es die Zuströmung der Mischergeometrie, die Mischergeometrie selbst oder die Verdichterstufe ist, beeinflussen sich gegenseitig. Dies erfordert eine Betrachtung des Gesamtsystems und eine Abstimmung der einzelnen Bauteile aufeinander. Von besonderem Interesse ist hierbei die Interaktion der übrigen Teilsysteme mit der Spirale, die die Störung der Verdichtierzuströmung über den Umfang und damit das Betriebsverhalten wesentlich beeinflusst.

Da die Beeinflussung der Pumpgrenze durch die gestörten Zuströmverhältnisse nicht Gegenstand dieser Arbeit war, wurden die zuvor diskutierten Untersuchungen stets für einen festgelegten Betriebsbereich des Verdichters betrachtet, der die Pumpgrenze nicht beinhaltete. Aus den Angaben der Literatur (siehe Kap. 2.4) und aus Erfahrungen eigener experimenteller Untersuchungen ist jedoch zu erwarten, dass die gestörte Zuströmung die Lage der Pumpgrenze beeinflusst. Bei den Messungen zeigte sich, dass sich die Pumpgrenze um ca. 10-15% zu kleineren Durchsätzen verschiebt. Eine allgemeine Aussage bezüglich der Auswirkungen der Mischer auf die Pumpgrenze ist allerdings nicht möglich, da diese je nach Störungsart (Radial-, Umfangsstörung) sehr unterschiedlich ist. In der Literatur [1] wurde gezeigt, dass sich Radialstörungen sogar positiv auswirken können, wohingegen sich Umfangsstörungen nachteilig auf die Lage der Pumpgrenze auswirken. Im vorliegenden Fall ist daher der SEK als besonders kritisch zu betrachten. Dies resultiert aus der Störungscharakteristik, die der einer Umfangsstörung am ähnlichsten ist. Die sich dadurch unterschiedlich einstellenden Betriebspunkte in den einzelnen Laufradkanälen können die Lage der Pumpgrenze nachteilig verschieben (vgl. Kap. 2.4). Es ist deshalb bei Bedarf erforderlich, die Auswirkungen der verschiedenen Mischerkonfigurationen auf die Pumpgrenze genauer zu betrachten.

9. Ergebnisse der instationären numerischen Untersuchungen

In diesem Kapitel werden die Ergebnisse der instationären numerischen Simulationen diskutiert. Ebenso wie bei den bereits gezeigten stationären Simulationen wurde hierbei die Verdichterstufe zusammen mit den unterschiedlichen Mischern simuliert. Aufgrund des erheblichen Zeitaufwandes dieser Simulationen liegt der Fokus auf der Betrachtung der folgenden Konfigurationen: REF, SEK 1D, RAD 1D und BM 1D für $n_{red}=125170$ 1/min und $\dot{m}_{red}=0,062$ kg/s. Aufgrund der am stärksten zu erwartenden Einflüsse wurde das größte Massenstromverhältnis AGR1 gewählt. Ziel der Untersuchungen ist es zu eruieren, wie sich die aufgrund der Mischergeometrien geänderten Anströmbedingungen des Laufrades auf die Strömungsverhältnisse innerhalb des Laufrades und die damit verbundenen Verluste auswirken. Zunächst werden die Strömungsverhältnisse bei gerader, ungestörter Zuströmung (REF) diskutiert. Da keine experimentellen Ergebnisse zum Vergleich vorhanden sind, kann die Eignung der Numerik die Strömungsverhältnisse richtig wiederzugeben vorerst nur daran festgemacht werden, ob sie in der Lage ist, die aus der Literatur (Kap. 2.5) bekannten Strömungsphänomene darzustellen. Die REF-Konfiguration dient anschließend als Vergleichsgrundlage, um die geänderten Strömungsverhältnisse im Laufrad bei den drei Mischerkonfigurationen aufzuzeigen. Da sich aus bisher ungeklärter Ursache - auch nach mehrfacher Rücksprache mit dem Software-Hersteller - bei den instationären Simulationen Massenstromdefekte innerhalb des Berechnungsmodells einstellten, können diese Ergebnisse ausschließlich einem qualitativen Vergleich dienen. Es war nicht möglich, diese Massenstromdefekte gänzlich zu beseitigen. Dennoch wurde darauf geachtet, dass bei den zur Auswertung herangezogenen Ergebnissen der Defekt nicht größer als 5% ist.

Die grundsätzliche Eignung der Numerik, die Strömungsvorgänge in Radialverdichtern korrekt wiederzugeben, wurde in der Literatur mehrfach erbracht [42, 14, 38, 101, 41, 89]. Alle Arbeiten konnten quantitativ aber vor allem qualitativ gute Übereinstimmungen mit experimentellen Ergebnissen erreichen. Dabei zeigte sich, dass die qualitativen Übereinstimmungen bereits mit einer vergleichsweise groben Vernetzung des Laufrades und relativ unabhängig von der gewählten Turbulenzmodellierung zu erreichen sind. Von entscheidender Wichtigkeit ist dabei die Modellierung des Spaltes. Dies konnten Hah et al. [38] zeigen, die Berechnungen mit und ohne Spalt durchführten.

Die Lage der einzelnen Auswerteebenen innerhalb des Laufrades ist in Abb. 9.1 dargestellt. Diese Ebenen stehen senkrecht auf der Gehäusewand. Die Blickrichtung ist jeweils in Strömungsrichtung. Die relative Lage der Spirale und der Eindüsung ist in Abb. 9.2 zu sehen. Zur Beurteilung der Strömungsvorgänge werden hauptsächlich die Meridionalgeschwindigkeit w_m bezogen auf die Umfangsgeschwindigkeit des Laufrades u_2 , der relative Strömungswinkel β , die relative Totaltemperatur $T_{tot,rel}$ und der relative Totaldruck $p_{tot,rel}$ herangezogen. Die letzten beiden Größen werden dabei auf den jeweils entsprechenden

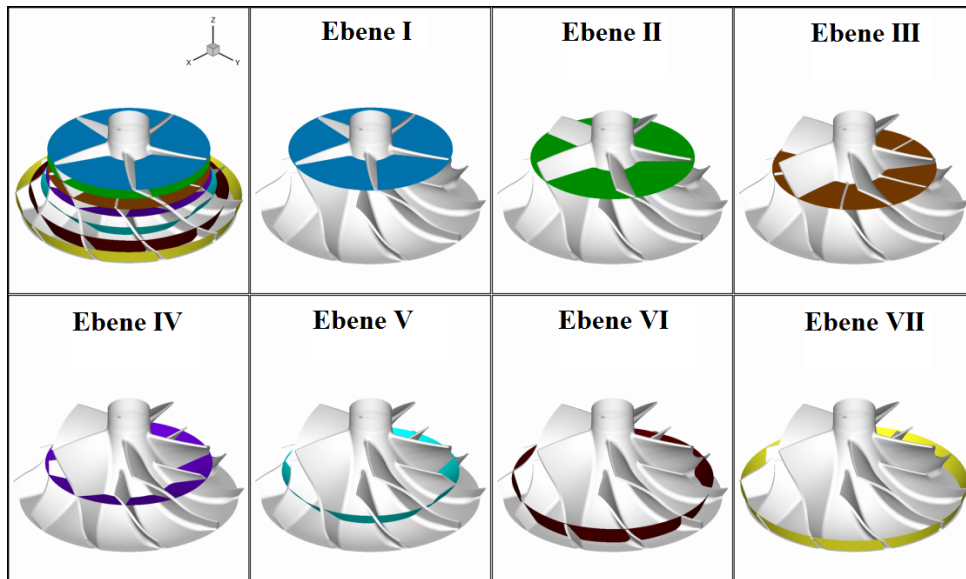


Abbildung 9.1.: Lage der Auswerteebenen im Laufrad

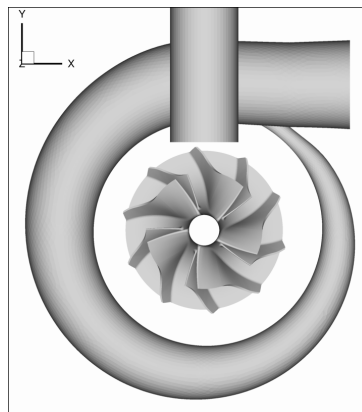


Abbildung 9.2.: Lage des Spiralgehäuses und der Eindüsung

massengemittelten Wert in ME3 bezogen. Da hauptsächlich der Vergleich der einzelnen Mischerkonfigurationen (SEK, RAD, BM) mit der REF-Konfiguration im Vordergrund steht, sind für alle Konfigurationen die Konturdiagramme einer Größe in jeweils der gleichen Ebene einheitlich skaliert. Eine einheitliche Skalierung über alle Ebenen und Konfigurationen würde ein Erkennen von Unterschieden aufgrund der unterschiedlichen Strömungsverhältnisse unmöglich machen.

Bereits in Kap. 7.2 und in der Arbeit Lüddecke [67] konnte gezeigt werden, dass sich gehäusefeste Strömungszustände im Laufrad einstellen und somit die grundlegenden Strömungsphänomene unabhängig von der Winkellage des Laufrades sind. Im Weiteren werden deshalb die Strömungsverhältnisse anhand eines Zeitschrittes diskutiert.

9.1. Referenz

In Ebene I ist für die Meridionalgeschwindigkeit (Abb. 9.3(a)) das typische Eintrittsprofil eines Radialverdichters zu erkennen. Es weist von der Nabe in Richtung Gehäuse und von der Druckseite (DS) in Richtung Saugseite (SS) der Schaufeln einen positiven Gradienten auf. Dieser ergibt sich zum einen aus den zunehmenden Umfangsgeschwindigkeiten über der Kanalhöhe und zum anderen aus dem Gleichgewichtszustand zwischen Druckgradient und Zentrifugalkraft im Schaufelkanal. Die Unterschiede in der Meridionalgeschwindigkeit in den einzelnen Laufradkanälen verdeutlichen nochmals die in Kap. 8.1 bereits angesprochene Vorauswirkung des Spiralgehäuses. Der sich dadurch über den Umfang unterschiedlich einstellende Inzidenzwinkel kann dabei anhand des relativen Strömungswinkels verdeutlicht werden. Die Gebiete erhöhten Strömungswinkels im saugseitigen Schaufelspitzenbereich ergeben sich dabei durch Ablösungen infolge der Fehlanströmung (Abb. 9.3(b)). Dagegen ergeben sich die Gebiete erhöhten Strömungswinkels im Nabenbereich durch die sich bei der Schaufelumströmung einstellenden Hufeisenwirbel.

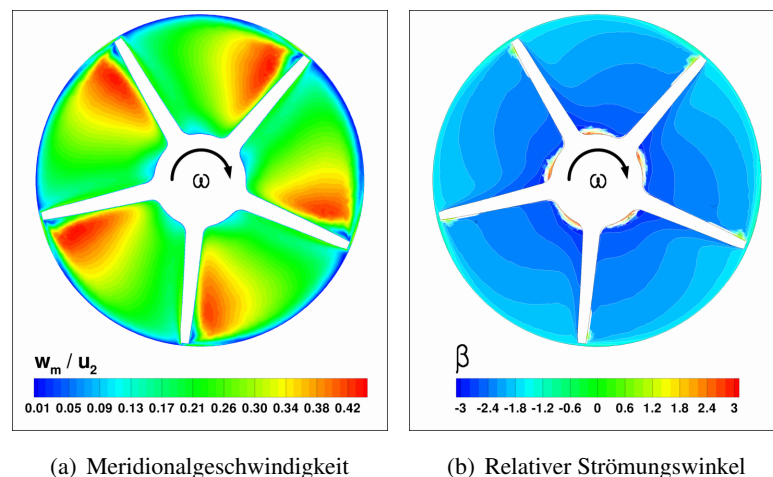


Abbildung 9.3.: Ebene I der REF

In Ebene II sind die Gebiete erhöhten Strömungswinkels im Nabenbereich noch immer zu erkennen (Abb. 9.4(b)). Zusätzlich sind im Gehäusebereich Gebiete zu erkennen, die einen großen Gradienten des relativen Strömungswinkels aufweisen. Diese werden durch den zunehmenden Spalteinfluss und die Schleppwirkung des Gehäuses verursacht, das sich relativ zum Laufrad von der SS zur DS bewegt. Aufgrund des noch weitestgehend axial geführten Strömungskanals ist der Spaltstrom wenig durch weitere Sekundärströmungseffekte beeinflusst, so dass er fast $2/3$ der Kanalbreite einnehmen kann. Hierdurch kommt es im Gehäusebereich zur Ansammlung energiearmen Fluides und einer Aufdickung der Grenzschicht (Abb. 9.4(a)).

In Ebene III wird der Kanal durch die Splitterschaufeln unterteilt. Im Weiteren wird der Kanal, der durch die Saugseite der Hauptschaufel und die Druckseite der Splitterschaufel begrenzt wird, gemäß dessen Nähe zur Saugseite der Hauptschaufel „Saugkanal“ genannt. Analog dieser Bezeichnungssystematik wird der benachbarte Kanal „Druckkanal“ genannt. Entsprechend der Umströmung der Hauptschaufelvorderkante bilden sich auch bei der Umströmung der Splitterschaufeln Hufeisenwirbel im Nabenbereich aus

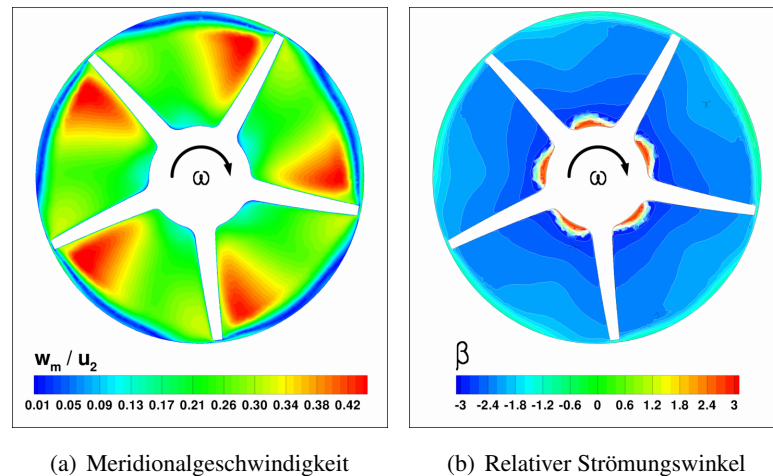


Abbildung 9.4.: Ebene II der REF

(Abb. 9.5(b)). Bezüglich der Ansammlung des energiearmen Fluides im Gehäusebereich fällt sofort die Unterschiedlichkeit der beiden Kanäle auf (Abb. 9.5(a)). Die Splitterschaufeln zerschneiden regelrecht dieses zuvor zusammenhängende Gebiet. Dabei wird es allerdings nicht gleichmäßig aufgeteilt. Der Großteil verbleibt im Saugkanal. Das erheblich kleinere Gebiet energiearmen Fluides im Druckkanal befindet sich darüber hinaus direkt an der Saugseite der Splitterschaufel.

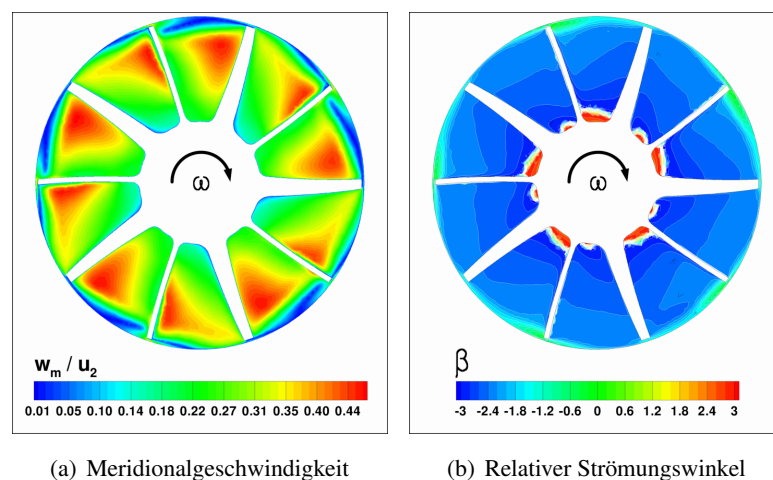


Abbildung 9.5.: Ebene III der REF

In Ebene IV rollt sich durch die Versperrungswirkung der Splitterschaufel das vom Spaltstrom genährte energiearme Fluid auf. Zu erkennen ist dies in der Darstellung des relativen Strömungswinkels (Abb. 9.6(b)). Beobachtet wurde dieses Aufrollen bereits von Hathaway et al. [41]. Bei ihren Untersuchungen machte dieses Aufrollen des Spaltstromes im Zusammenspiel mit dem Grenzschichttransport - auf den im Weiteren noch näher eingegangen wird - von der Nabe in Richtung Gehäuse den Großteil der entstehenden Sekundärströmungen aus. Da die Lage dieses Wirbels exakt mit der Lage des energiearmen Gebiets (Wake-Gebiet) übereinstimmt, ist das Zusammenspiel der unterschiedlichen Sekundärströmungseffekte für sie die Hauptursache für deren Entstehung. Auch im vorliegenden Fall zeigt die Lage des Wake-Gebietes (Abb. 9.6(a)) und der aufgerollte Spaltstrom eine sehr gute Übereinstimmung.

mung. Im Druckkanal lässt sich dieses Aufrollen nicht beobachten. Diese Unterschiede in den beiden Kanälen haben mehrere Ursachen. Zum einen ist hier der unterschiedliche Spaltstrom über die Haupt- und Splitterschaufeln zu nennen. Der Spaltstrom über die Hauptschaufel ist deutlich größer, so dass das Gebiet energiearmen Fluides im Saugkanal weiter durch diesen genährt wird. Ebenso wird durch diesen größeren Spaltstrom das Gebiet weiter in Richtung Druckseite der Splitterschaufel geschoben. Über die Splitterschaufel ist der Spaltstrom erheblich kleiner, so dass kein signifikanter Transport energiearmen Materials über die Splitterschaufel in den Druckkanal erfolgt. Dieses Phänomen wurde auch von Skoch et al. [89] und Trebinjac et al. [94] beobachtet. Ebenso konnten Skoch et al. feststellen, dass es durch die Splitterschaufeln zu einer Ungleichverteilung des Durchsatzes auf die beiden Splitterkanäle kommt, die ebenfalls zu einer unterschiedlichen Entwicklung der Sekundärströmungen beiträgt. Darüber hinaus eilt der Druckkanal durch die Neuausbildung der Gleichgewichtszustände dem Saugkanal in seiner Entwicklung nach. Eine weitere Ursache liegt, durch die nun verstärkt einsetzende meridionale Krümmung des Schaufelkanals, in der Ausbildung weiterer Sekundärströmungseffekte. Diese wirken dem Spaltstrom entgegen, so dass sich dieser im Druckkanal nicht so ausbilden kann wie der Spaltstrom im Hauptschaufelkanal zu Beginn des Laufrades, als noch keine weiteren Sekundärströmungseffekte wirkten.

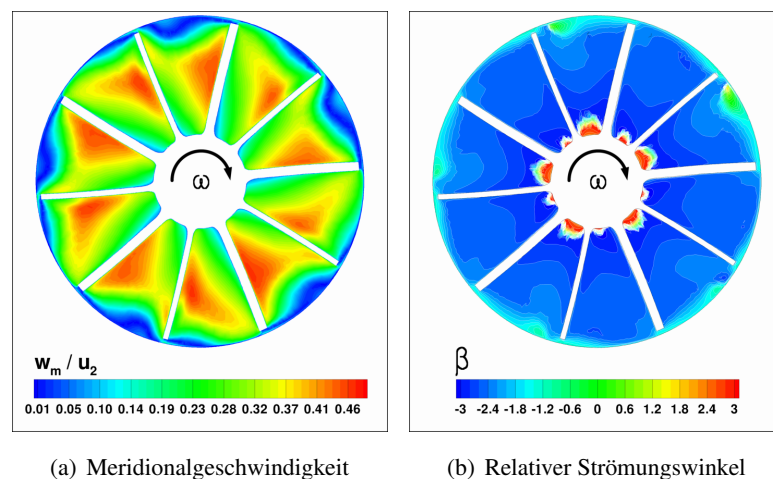


Abbildung 9.6.: Ebene IV der REF

Durch die Meridionalkrümmung kommt es nun von der Nabe in Richtung Gehäuse verstärkt zum Transport energiearmen Grenzschichtmaterials. Im Saugkanal wird somit im saugseitigen Gehäusebereich das nach oben transportierte Grenzschichtmaterial von der Spaltströmung aufgenommen und von der Schleppwirkung des Gehäuses unterstützt in Richtung Druckseite transportiert. Im Nabenbereich stellt sich daneben aufgrund des Druckgradienten eine induzierte Strömung von der DS zur SS ein. Diese fördert zusätzlich den saugseitigen Grenzschichttransport zum Gehäuse. Dieses Zusammenspiel führt zu der in Abb. 9.6(a) und 9.6(b) zu sehenden Verteilung der Meridionalgeschwindigkeit und des relativen Strömungswinkels. Mit weiterer Durchströmung des Laufrades (Ebene V) gewinnen die durch die Corioliskräfte bedingten Sekundärströmungen weiter an Bedeutung. Diese wirken der Sekundärströmung des Spaltstromes entgegen. Dadurch kommt es zu einer Verschiebung des Wake-Gebietes im Saugkanal in Richtung SS (Abb. 9.7(a)). Wie anhand des relativen Strömungswinkels (Abb. 9.7(b)) zu erkennen, rollt sich die Spaltströmung dadurch weiter auf. Gleichzeitig nimmt jedoch die Intensität der durch die Meridionalkrümmung bedingten Kanalwirbel ab. Dies hat zur Folge, dass in Ebene V die räum-

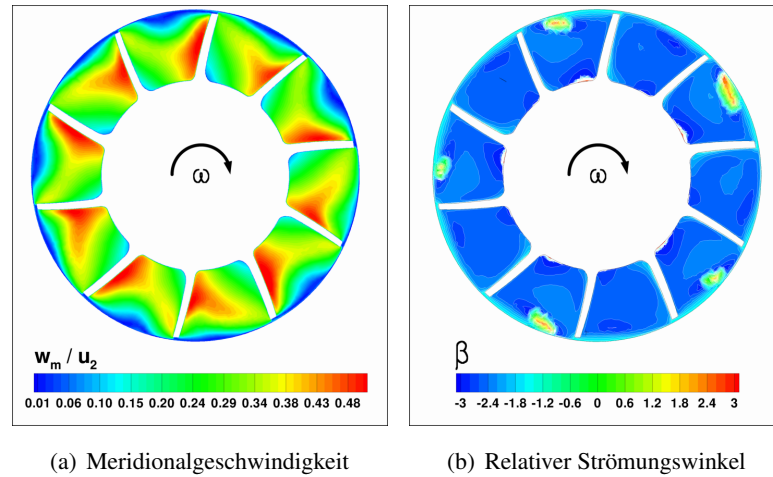


Abbildung 9.7.: Ebene V der REF

liche Erstreckung des Wake-Gebietes im Saugkanal abnimmt und es zu einer Vergleichmäßigung des Strömungsprofils kommt. Dieses Ergebnis bestätigt bisher gemachte Untersuchungen an rückwärts gekrümmten Laufrädern [28, 38, 60]. Eckhardt [28] und auch Talib et al. [90] machten dafür infolge der geänderten Schaufelkrümmung einen angefachten turbulenten Vermischungsvorgang sowie die gleichzeitige Abnahme der Sekundärströmungseffekte im Austrittsbereich des Laufrades verantwortlich. Parallel zur Ausbildung des Wake-Gebietes werden die Gebiete hoher Meridionalgeschwindigkeit zunehmend in Richtung Nabe abgelenkt. Bedingt durch die Corioliskräfte werden sie im weiteren Verlauf außerdem von der SS in Richtung DS abgelenkt. Über den Umfang des Laufrades sind nach wie vor unterschiedliche Strömungsstrukturen in den einzelnen Laufradkanälen zu beobachten, die sich in unterschiedlich großen Wake-Gebieten äußern. Zu Ebene VI hin sind die Gebiete energiearmen Fluides im Saugkanal weiterhin drastisch kleiner geworden (Abb. 9.8(a)). Sie sind kaum noch als Wake-Gebiet auszumachen. Die Gebiete erstrecken sich sehr flach entlang der Gehäusewand und werden durch die zunehmende Dominanz der durch die Corioliskraft bedingten Sekundärströmungen weiter in Richtung SS verschoben. Der aufgerollte Spaltstrom hat deutlich an Intensität verloren (Abb. 9.8(b)).

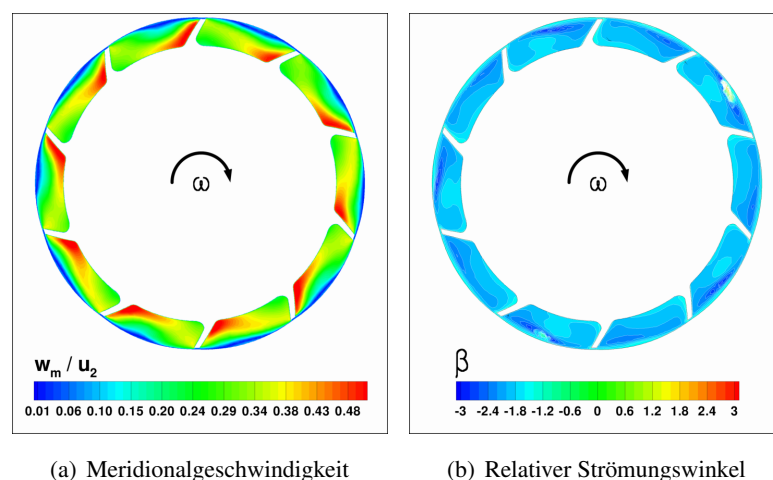


Abbildung 9.8.: Ebene VI der REF

Im Druckkanal sind die Strömungsverhältnisse konträr. Wie bereits geschildert, kommt es aufgrund des geringen Spaltstromes nicht zum Aufrollen des Selben. Die Sekundärströmung wird somit überwiegend von den weiteren Sekundärströmungseffekten (Schaufel-, Meridionalkrümmung, Corioliskräfte) geprägt. Hierdurch wird energiearmes Fluid entlang der Schaufelgrenzschichten von der Nabe zum Gehäuse und entlang der Gehäusegrenzschicht von der DS zur SS transportiert. Dieses Zusammenspiel der Effekte führt vor allem im Bereich Saugseite/Gehäuse zur einer Ansammlung energiearmen Fluides (Abb. 9.5(a)-9.7(a)). Anhand der scharf abgetrennten Gebiete erhöhten Strömungswinkels im Gehäusebereich (Abb. 9.5(b)-9.7(b)) ist allerdings zu erkennen, dass der zu Beginn sehr geringe Spaltstrom des Druckkanals im weiteren Verlauf an Intensität gewinnt. Hierdurch kommt es in den Ebenen III bis V zu einem Anwachsen des Gebietes energiearmen Fluides und einer geringen Ausbreitung in Richtung der DS (Abb. 9.5(a)-9.7(a)). Dieses Gebiet ist jedoch stets auf einen schmalen Streifen im Gehäusebereich beschränkt und gelangt maximal bis zur Kanalmitte. Ab Ebene VI, bei der im Saugkanal bereits die Rückbildung der zuvor klar erkennbaren Wake-Gebiete eingesetzt hat, kommt es schließlich zu einem qualitativen Angleichen der Strömungsverhältnisse in den beiden Kanälen. Diese unterschiedliche Entwicklung in den beiden Kanälen verdeutlicht die große Bedeutung des Spaltstromes für die Entstehung und die Ausbildung des Wake-Gebietes.

In Ebene VII (Austritt) haben sich die Strömungsverhältnisse in den beiden Kanälen weiter angenähert (Abb. 9.9(a)). Dadurch ergibt sich in dieser Ebene ein für rückwärts gekrümmte Laufräder typisches Abströmprofil, wie es Eckhardt [28] und Krain [60] messen konnten. Dieses unterscheidet sich von dem eines radial endenden Laufrades deutlich, da sich nicht die in Kap. 2.5 geschilderte „Jet-Wake Struktur“ ausbildet. Es lassen sich zwar Gebiete geringerer Meridionalgeschwindigkeit im Bereich Saugseite/Gehäuse erkennen, allerdings sind diese deutlich kleiner und weisen keine scharfen Gradienten zur Umgebung auf. Vielmehr ist es ein sanfter, kontinuierlicher Übergang. Im Bereich der Nabe und der Druckseite wird dieses energiearme Fluid von energiereichem Material umgeben. Im Vergleich zum Saugkanal erstreckt sich das Gebiet energiereichen Materials im Druckkanal jedoch deutlich weiter in Richtung Gehäuse. Ursächlich dafür ist, dass das Wake-Gebiet in diesem Kanal stets kleiner ist und sich deutlich weniger in Richtung Nabe ausbreitet.

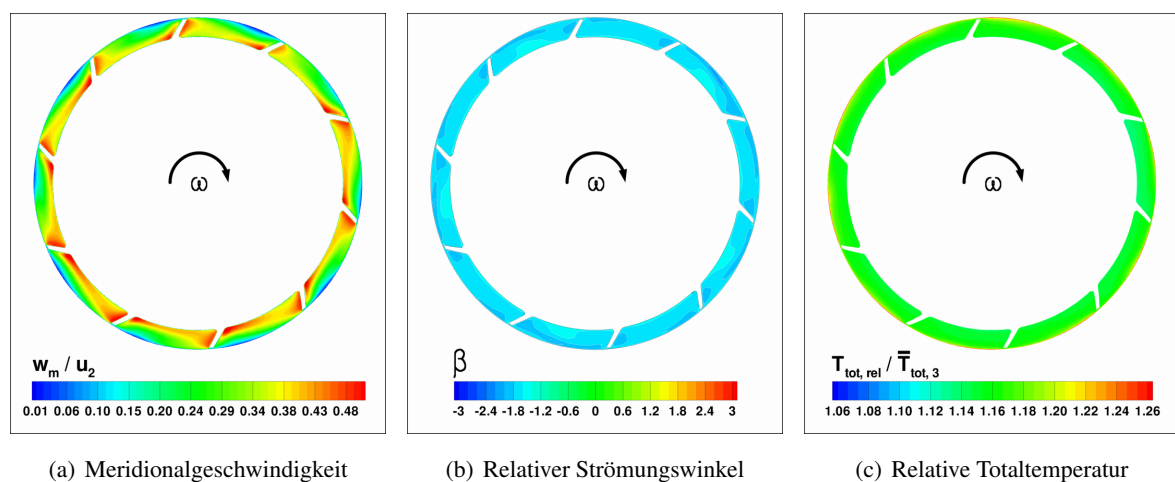


Abbildung 9.9.: Ebene VII der REF

Aus der Betrachtung der Strömungsvorgänge im Laufrad für die ungestörte, gerade Zuströmung (REF) ergibt sich eine sehr gute Vergleichsbasis für die weiteren Untersuchungen. Die typischen Strömungseffekte in einem Radialverdichterlaufrad werden vom erstellten numerischen Modell dargestellt. Weiterhin zeigen sich aufgrund der vorhandenen Laufradgeometrie plausible und in der Literatur ähnlich beobachtete Effekte. Zu nennen ist hier vor allem der Einfluss der Splitterschaufeln und der Rückwärtskrümmung.

9.2. Mischer

Auf Basis des detailliert dargestellten Strömungsbildes der REF-Konfiguration werden nachfolgend die weiteren Zuströmkonfigurationen (SEK, RAD, BM) diskutiert. Hierbei wird sich auf die signifikanten Änderungen in der Laufradströmung beschränkt.

9.2.1. Senkrechter Mischer

Anhand der relativen Totaldruckverteilung in Ebene I sind die Einflüsse der geänderten Anströmung und die damit einhergehende Verlustcharakteristik sehr anschaulich zu sehen (Abb. 9.10). Bedingt durch die beiden gegensinnig rotierenden Wirbel, die sich bei der SEK-Konfiguration in der Zuströmung ausbilden (vgl. Kap. 7.1.2), ergibt sich eine ungleiche Verteilung des relativen Totaldrucks über dem Umfang. In der rechten Hälfte des Laufrades ergibt sich durch die resultierenden Gegendrallkomponenten gemäß der Eulerschen Hauptgleichung der Turbomaschinen (Gl. 8.4) eine höhere Energieumsetzung als auf der linken Seite, auf der die Schaufeln mit einer Mitdrallkomponente angeströmt werden (Abb. 9.10(b)). Diese Mit- bzw. Gegendrallkomponenten in der Schaufelanströmung führen ebenfalls zu einem geänderten Inzidenzwinkel, der sich im Vergleich zur REF-Konfiguration (Abb. 9.10(a)) anhand der Ablösezone im Schaufelspitzenbereich zeigt. Die Mitdrallkomponenten führen demnach zu einer verbesserten Anströmung der Schaufeln als die Gegendrallkomponenten, was an der kleineren Ablösezone zu erkennen ist.

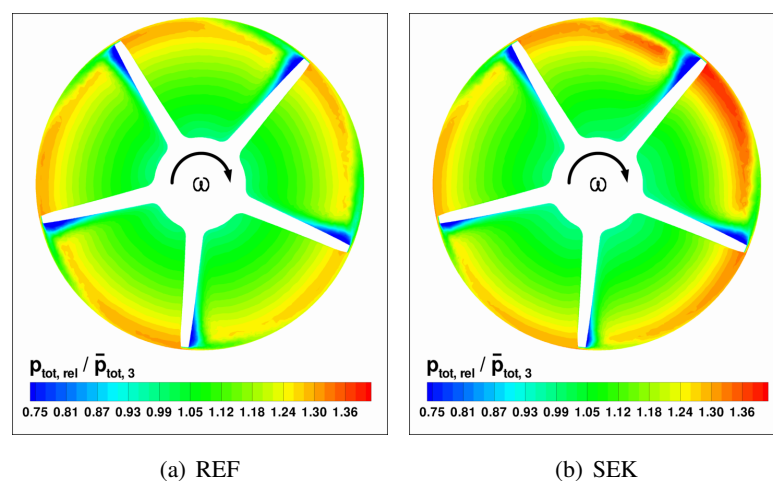


Abbildung 9.10.: Relativer Totaldruck in Ebene I

Ein Vergleich der Meridionalgeschwindigkeiten zeigt, dass die Ungleichförmigkeiten der Laufradzuströmung durch den Eintritt in das Laufrad und die damit einhergehende Ausbildung der Gleichgewichtszustände abgebaut werden (Abb.9.11(a)). Über den Umfang des Laufrades sind jedoch nach wie vor Unterschiede bei der Meridionalgeschwindigkeit zu erkennen, die sich durch die unterschiedliche Beaufschlagung der Laufradkanäle ergibt. Diese unterschiedlichen Geschwindigkeitsverhältnisse in den einzelnen Laufradkanälen führen zu einer unterschiedlichen Ausbildung der Gehäusegrenzschichten. In den Kanälen der unteren Laufradhälfte, die mit heißem Abgas beaufschlagt werden (Abb.9.11(b)), ist diese aufgrund der höheren Geschwindigkeiten dünner. Ebenso ist auffällig, dass die radiale Erstreckung der Gebiete hoher Meridionalgeschwindigkeit im Vergleich zur REF-Konfiguration geringer ist. Diese bis in Ebene I identifizierten Effekte lassen darauf schließen, dass aufgrund des geänderten Inzidenzverhaltens und der schnellen Ausbildung der Gleichgewichtszustände, die zu einer Minderung der Geschwindigkeitsinhomogenitäten führt, der Großteil der zusätzlichen Verluste beim Eintritt in das Laufrad entsteht. Dies deckt sich mit den Beobachtungen in Kap. 8.3 und 8.5, in denen gezeigt wurde, dass die geänderten Anström- bzw. Inzidenzwinkel entscheidend für die resultierenden Verluste sind. Ariga et al. [1] kamen bei ihren Untersuchungen zu ähnlichen Erkenntnissen.

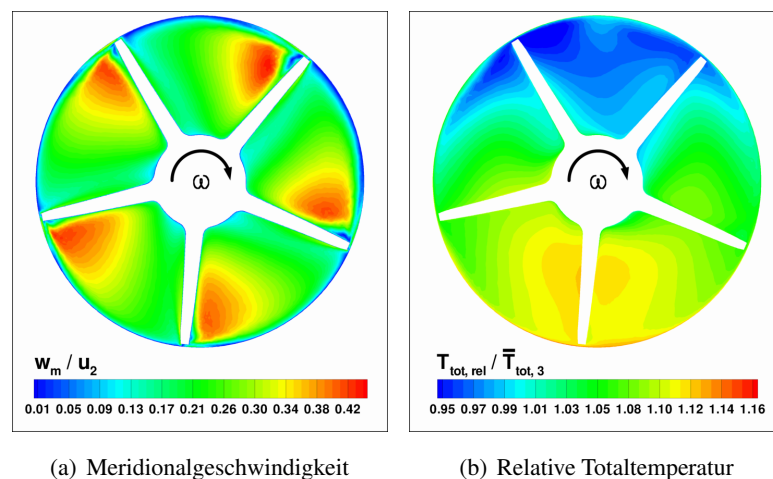


Abbildung 9.11.: Ebene I des SEK

Durch die im Weiteren Verlauf noch nicht vorhandenen Sekundärströmungen ändern sich die bis dahin ausgebildeten Strömungsverhältnisse nur unwesentlich. Erst mit der einsetzenden Meridionalkrümmung in Ebene IV beginnen sich weitere signifikante Effekte und Unterschiede auszubilden. Die deutlichsten Unterschiede treten in den Kanälen auf, die mit heißem Abgas beaufschlagt werden. Die heißen Strahlen, die ortsfest am Laufradeintritt stehen und von den vorbeilaufenden Kanälen aufgenommen werden, lassen sich dabei bis hin zum Laufradaustritt erkennen (Abb. 9.15(b)). Allerdings findet eine geringfügige Vergleichmäßigung der Temperaturverteilung während der Durchströmung innerhalb der einzelnen Kanäle statt. Die Ausmischung beginnt mit der Meridionalkrümmung, die zu einer Intensivierung der Sekundärströmungseffekte führt. Der Temperatúrausgleich führt durch die damit verbundene Entropiezunahme zu weiteren Verlusten. Zusätzlich werden die Temperaturinhomogenitäten innerhalb des Laufrades durch den Temperaturanstieg, der mit dem Verdichtungsprozess einhergeht, verwischt.

Ebenso ist der mit der Meridionalkrümmung einsetzende Totaldruckaufbau in den abgasfördernden

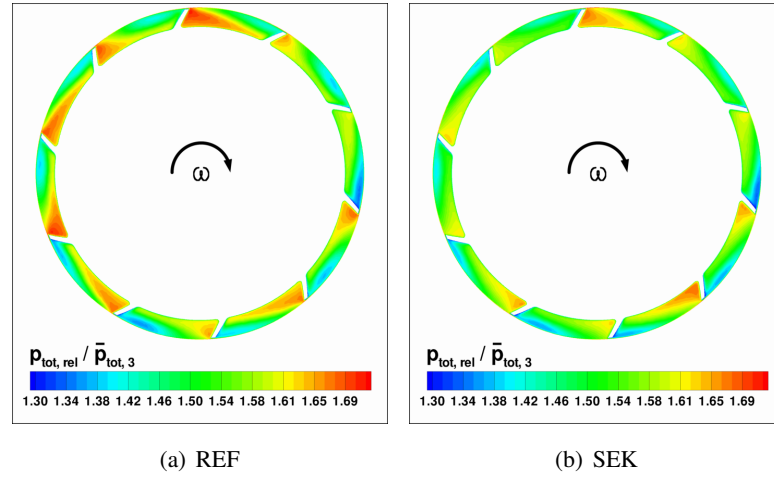


Abbildung 9.12.: Relativer Totaldruck in Ebene VII

Kanälen am geringsten. Besonders deutlich ist dieser Unterschied im Vergleich zur REF-Konfiguration am Austritt des Laufrades zu erkennen (Abb. 9.12). Der Grund ist, um bei einer höheren Eintrittstemperatur das gleiche Totaldruckverhältnis zu erreichen ist eine höhere Verdichtungsarbeit notwendig ($\Delta h_{tot} = c_p T_{tot,3} [(p_{tot,5}/p_{tot,3})^{\kappa-1/\kappa} - 1]$). Bei angenommener gleicher Enthalpieerhöhung über den Verdichter ergibt sich somit für den Bereich der heißen Strahlen ein geringerer Totaldruckaufbau.

Bezüglich der Ausbildung der Sekundärgeschwindigkeiten ergeben sich im Vergleich zur REF-Konfiguration ebenfalls einige signifikante Unterschiede. Diese lassen sich bereits in Ebene IV anhand einer unterschiedlichen Meridionalgeschwindigkeitsverteilung über die einzelnen Laufradkanäle ausmachen (Abb. 9.13(a)). Ursächlich hierfür ist die inhomogene Beaufschlagung der Kanäle, die zu abweichenden Geschwindigkeitsverhältnissen führt. Diese über den Umfang unterschiedlichen Geschwindigkeitsverhältnisse bedingen darüber hinaus, dass die einzelnen Kanäle in unterschiedlichen Betriebspunkten arbeiten. Johnson et al. [52] konnten zeigen, dass der Betriebspunkt erheblichen Einfluss auf die Entstehung und endgültige Form der „Jet-Wake-Struktur“ hat. Eine unterschiedliche Ausbildung der Sekundär-

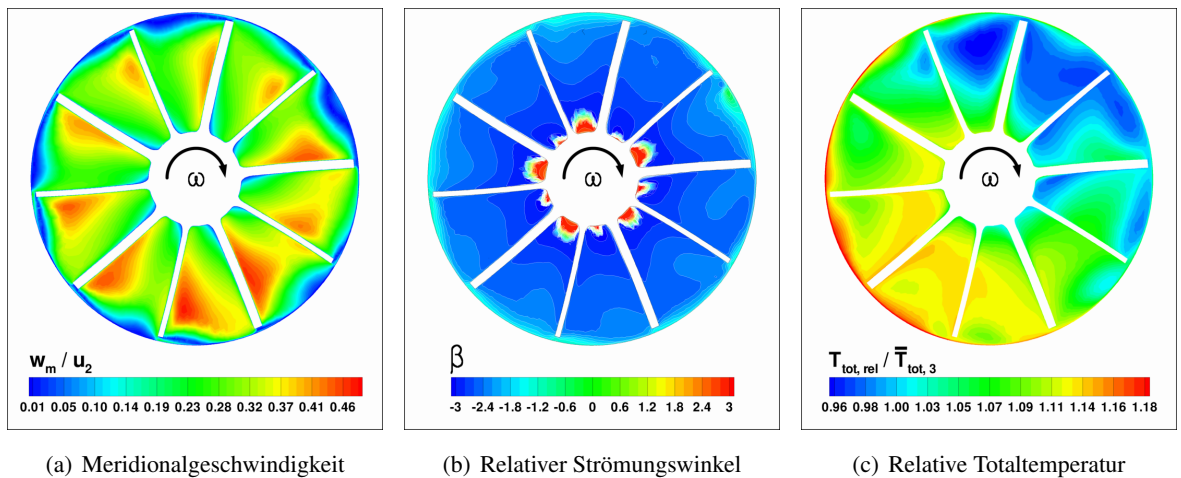


Abbildung 9.13.: Ebene IV des SEK

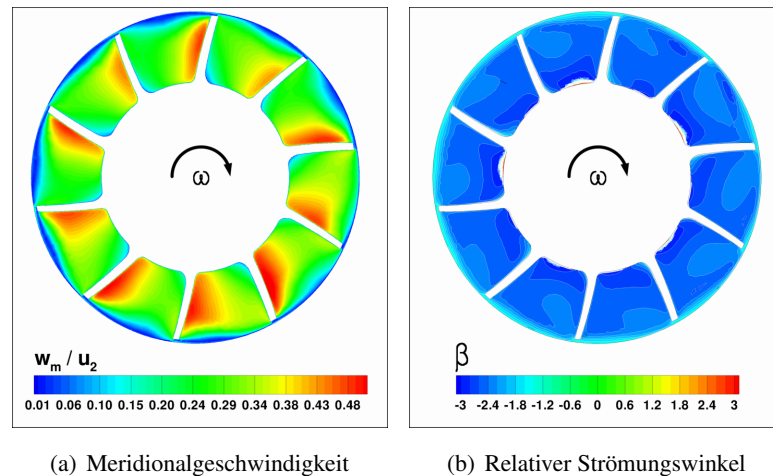


Abbildung 9.14.: Ebene V des SEK

strömungseffekte ist in diesem Fall somit nicht erstaunlich. Prinzipiell zeigt sich, dass die einsetzenden Wake-Gebiete deutlich kleiner sind als bei der REF-Konfiguration und sich nur im unmittelbaren Bereich des Gehäuses befinden. Als Grund wird hierfür ein deutlich geänderter Einfluss des Spaltes und der Schleppwirkung des Gehäuses identifiziert. Anhand des relativen Strömungswinkels ist zu erkennen, dass dieser Einfluss vor allem in den abgasführenden Kanälen (Abb. 9.13(c)) deutlich geringer ist (Abb. 9.13(b)). Im Gegensatz zur REF-Konfiguration, bei der sich der Spaltstrom in den Saugkanälen in dieser Ebene aufrollt, ist dies nur in dem frischluftführenden Kanal zu erkennen. Doch auch hier ist die Intensität und Größe des Wirbels deutlich kleiner als bei der REF-Konfiguration. Bereits in Ebene V, in der bei der REF-Konfiguration die Intensität und Größe des Wirbelgebietes noch zunimmt, ist für die SEK-Konfiguration der einzig entstehende Wirbel im frischluftführenden Kanal bereits wieder zusammengebrochen (Abb. 9.14(b)). Durch die Abnahme des Spalteinflusses werden die Wake-Gebiete weniger mit energiearmem Material des Spaltes genährt und bleiben somit kleiner. Aufgrund des geänderten Spaltstromes dominieren in diesem Fall die weiteren Sekundärströmungseffekte die Ausbildung der Laufradströmung. Dies führt dazu, dass sich die Wake-Gebiete in den Saug- und Druckkanälen weniger stark unterscheiden, als das bei der REF-Konfiguration der Fall ist. Allerdings sind hinsichtlich der räumlichen Erstreckung des energiearmen Fluides in Richtung Druckseite dennoch Unterschiede im Saug- und Druckkanal zu erkennen (Abb. 9.14(a)).

Trotz der unterschiedlichen Entwicklung innerhalb des Laufrades ähneln die Abströmprofile (Ebene VII) denen der REF-Konfiguration. Es zeigt sich die typische Verteilung energiearmen und -reichen Fluides (Abb. 9.15(a)). Bereits bei der REF-Konfiguration war zu sehen, dass sich innerhalb des Laufrades die Wake-Gebiete bezüglich ihrer Größe und Lage im Druck- und Saugkanal wesentlich unterscheiden. Das sich während der weiteren Durchströmung ändernde Zusammenspiel der einzelnen Sekundärströmungseffekte inklusive Spaltstrom sorgt jedoch dafür, dass sich bis zum Laufradaustritt die Unterschiede zum größten Teil wieder ausgeglichen haben. Ähnliche Effekte scheinen bei der SEK-Konfiguration zu verursachen, dass sich trotz der unterschiedlichen Entwicklung des Wake-Gebietes innerhalb des Laufrades - im Vergleich zur REF - die Abströmprofile wieder sehr ähnlich sind. Kleine Unterschiede zeigen sich jedoch in der räumlichen Erstreckung der Gebiete energiearmen Fluides, die kleiner ist (vgl. Abb. 9.9(a)).

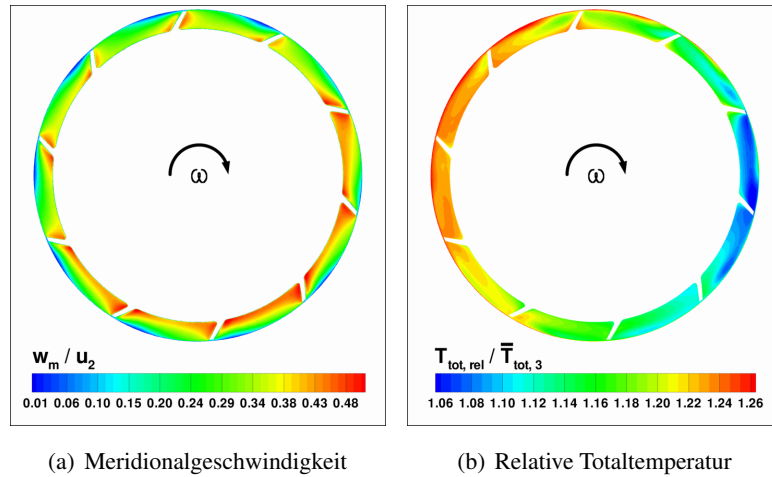
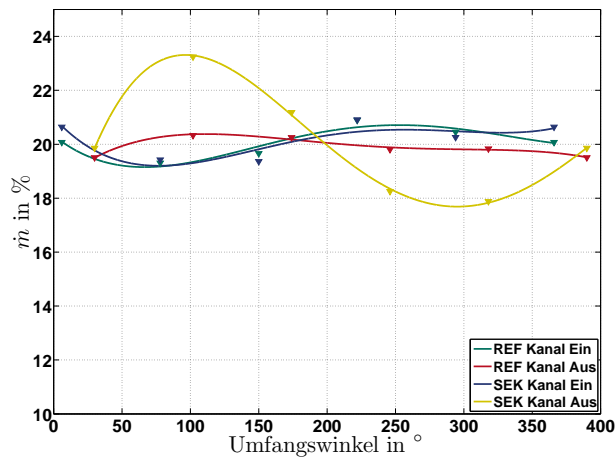


Abbildung 9.15.: Ebene VII des SEK

Die Unterschiede sind allerdings marginal und aufgrund der sehr kleinen Erstreckung dieser Gebiete schwer auszumachen. Die deutlichsten Unterschiede zeigen sich bei der Umfangsverteilung der Meridionalgeschwindigkeit. Diese liegt im Bereich der abgasführenden Kanäle erstaunlicherweise deutlich niedriger als im übrigen Laufrad. Dies ist eine Folge der Vorauswirkung der Spirale, die verursacht, dass der Massenstrom durch die einzelnen Kanäle nicht gleichmäßig über den Umfang verteilt ist. Nähert sich der Kanal der Spiralzunge, nimmt der Massendurchsatz am Kanalaustritt deutlich ab, wohingegen er wieder ansteigt, sobald sich der Kanal von der Spiralzunge entfernt (Abb. 9.16). Für den Massendurchsatz am Eintritt lässt sich ein ähnliches Verhalten erkennen, das aufgrund der Konvektionszeit jedoch im Vergleich zum Austritt phasenverschoben ist. Ebenso sind die Amplituden deutlich kleiner. Über eine Laufradumdrehung gemittelt ergibt sich am Ein- und Austritt eines Laufradkanals wieder der gleiche Massendurchsatz. Eingeschränkt ist dieses Verhalten auch für die REF-Konfiguration zu beobachten. Im Bereich der Spiralzunge sind die Meridionalgeschwindigkeiten (Abb. 9.9(a)) und damit der Massendurchsatz (Abb. 9.16) geringfügig kleiner als im restlichen Laufrad. Die Minima und Maxima haben in beiden Konfigurationen annähernd die gleiche Phasenlage. Im Vergleich zur REF- sind bei der SEK-Konfiguration die Massenstromschwankungen insbesondere am Austritt jedoch deutlich ausgeprägter,

Abbildung 9.16.: Massenstrom $\dot{m}_{\text{Kanal}} / \dot{m}_{\text{ges}}$ eines Laufradkanals während einer Umdrehung

während sich am Eintritt keine wesentlichen Änderungen zeigen. Somit kommt es durch die über den Umfang inhomogenen Strömungsverhältnisse zu einer deutlich geänderten Interaktion zwischen Laufrad und Spirale. Da sich dieser Einfluss nur bei der SEK-Konfiguration zeigt, scheint vor allem die über den Umfang ungleiche Temperaturverteilung die Hauptursache zu sein. Gestützt wird diese Vermutung dadurch, dass die Lage der heißen Strahlen in dem Bereich liegt, in dem die geänderte Spiralwirkung zu beobachten ist. Es bliebe daher zu untersuchen, wie sich der Spiraleinfluss bei unterschiedlicher Lage der heißen Strähne ändert. Generell ist eine weiterführende Untersuchung der Rotor-Stator-Interaktion bei inhomogener Zuströmung von großem Interesse. In Kap. 8.3 konnte gezeigt werden, dass sich diese auch positiv auf das Betriebsverhalten des Verdichters auswirken kann. Aber auch in rotordynamischer Hinsicht müssen diese Effekte genauer betrachtet werden, da die über den Umfang ungleichmäßige statische Druckverteilung zu oszillierenden Radialkräften führt. Ändern sich diese aufgrund einer geänderten Interaktion, muss dies bezüglich eventueller Schäden am Laufrad, aber vor allem bei der Auslegung der Lagerung beachtet werden.

9.2.2. Radialmischer

Bei den beiden im Folgenden diskutierten Mischern sind die Unterschiede zur REF-Konfiguration infolge der deutlich homogenen Zuströmung wesentlich geringer. Die relative Totaldruckverteilung der RAD-Konfiguration in Ebene I weist im Vergleich zur REF-Konfiguration (Abb. 9.10(a)) qualitativ keine wesentlichen Unterschiede auf (Abb. 9.17(a)). Das niedrigere Niveau weist allerdings auf zusätzliche Eintrittsverluste hin, die sich aufgrund dennoch vorhandener Ungleichförmigkeiten in der Laufradanströmung ergeben. Die Ablösezone im Schaufelspitzenbereich, die sich durch eine inzidenzbehaftete Zuströmung ergeben, bleiben davon jedoch unwesentlich beeinflusst. Darüber hinaus zeigt sich auch der Einfluss der gegensinnig rotierenden Doppelwirbel der Krümmenströmung nicht mehr, wie es bei der SEK-Konfiguration der Fall war. Bereits bei der Analyse der Zuströmung konnte gezeigt werden, dass die Eindüsung über den Umfang beim RAD die Intensität dieser Doppelwirbel erheblich herabsetzt.

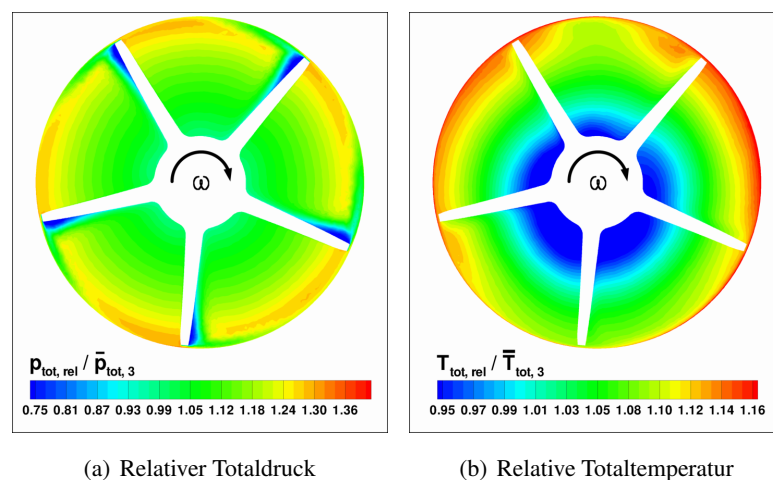


Abbildung 9.17.: Ebene I des RAD

Anhand der relativen Totaltemperaturverteilung ist zu erkennen, dass die Gleichmäßigkeit der Abgasverteilung im Laufradeintritt (Ebene I) noch nicht vollständig gegeben ist (Abb. 9.17(b)). Über den Umfang ist sie im Vergleich zur SEK-Konfiguration jedoch deutlich homogener und weist geringere Gradienten auf. Der auf Seiten der Abgaszuführung höhere Anteil des heißen Abgases ist dennoch weiterhin zu erkennen; ebenso der positive Temperaturgradient von der Nabe in Richtung des Gehäuses, der sich bei dieser Eindüsungskonfiguration ergibt. Insgesamt werden die einzelnen Laufradkanäle über den Umfang jedoch gleichmäßiger beaufschlagt.

Mit weiterer Durchströmung des Laufrades zeigen sich im Vergleich zur REF-Konfiguration nur geringfügige Unterschiede in der Entwicklung der „Jet-Wake-Struktur“. Der auffälligste Unterschied ist, dass die Gebiete energiearmen Fluides marginal kleiner sind und sich die Gebiete energiereichen Fluides auf niedrigerem Niveau befinden. Erstmals ist dieser Unterschied in Ebene IV zu erkennen. Ab Ebene V ist dieser noch ausgeprägter (Abb. 9.18(a)). Die Ursache ist auch bei diesem Mischer ein geänderter Einfluss des Spaltes und der Schleppwirkung des Gehäuses. Im Gegensatz zur SEK-Konfiguration bilden sich jedoch über den Umfang in den Saugkanälen ähnliche Wirbelstrukturen im Gehäusebereich wie bei der REF-Konfiguration aus. Generell ist allerdings die Intensität und die räumliche Erstreckung dieser Wirbelstrukturen kleiner (Abb. 9.18(b)) als bei der REF-Konfiguration (Abb. 9.7(a)). Mit weiterer Durchströmung in Richtung Laufradaustritt kommt es wie im Fall der SEK-Konfiguration zu einer Angleichung der Strömungsverhältnisse an die REF-Konfiguration.

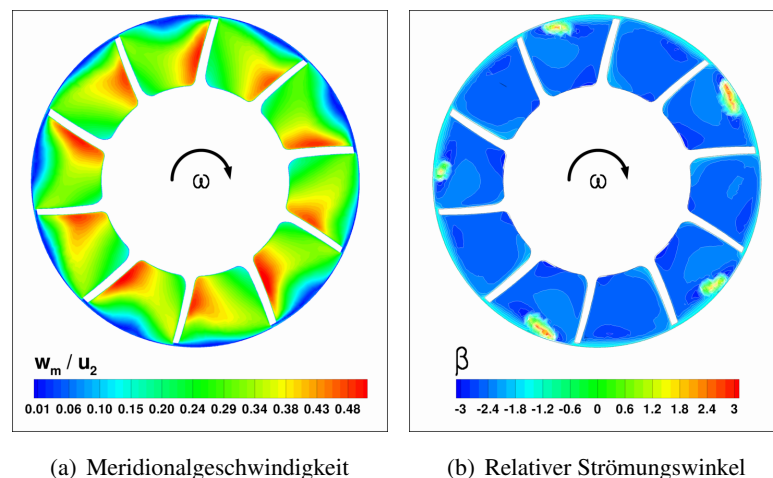


Abbildung 9.18.: Ebene V des RAD

Das Abströmprofil ähnelt qualitativ sehr dem der REF-Konfiguration (Abb. 9.19(a) und 9.9(a)). Grundlegende Unterschiede sind nicht zu erkennen. Zwar liegt der relative Totaldruck in Ebene VII auf einem niedrigeren Niveau (Abb. 9.19(b)), entspricht aber der Verteilung der REF-Konfiguration (Abb. 9.12(a)). Erwartungsgemäß zeigt auch die relative Totaltemperaturverteilung eine über den Umfang weitestgehend homogene Verteilung (Abb. 9.19(c)). Im Unterschied zur REF-Konfiguration ergibt sich trotz der weiteren Ausmischung im Laufrad noch immer ein positiver Temperaturgradient in axialer Richtung von der Nabe zum Gehäuse. Das heißt im Bereich des Spaltes sammelt sich heißeres Fluid, was aus thermomechanischer Sicht berücksichtigt werden muss. Aufgrund dieser Strömungsverhältnisse im Laufrad und vor allem am Austritt ist davon auszugehen, dass auch in diesem Fall der Großteil der zusätzlichen

Verluste, die im Kap. 8.3 diskutiert wurden, beim Eintritt in das Laufrad entstehen.

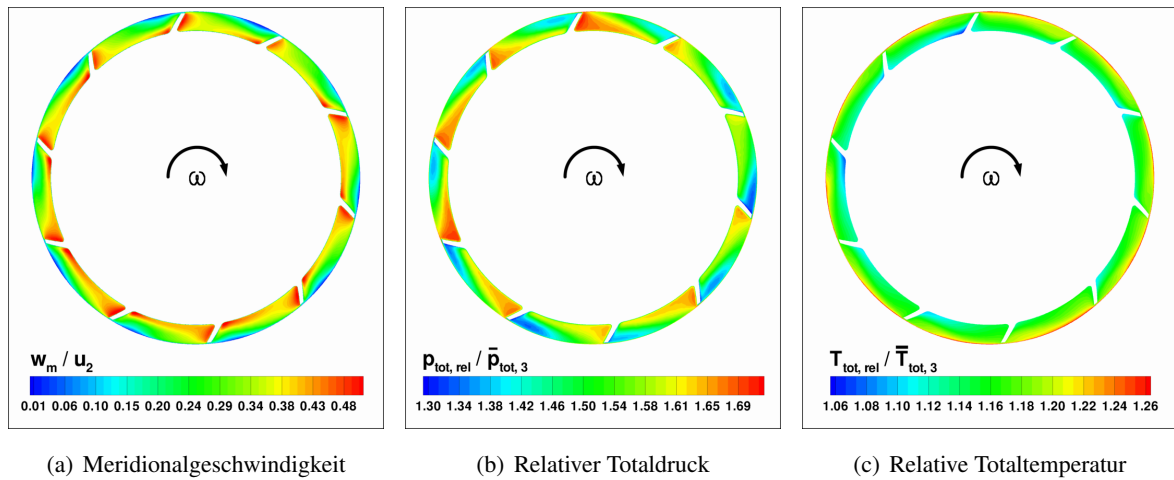


Abbildung 9.19.: Ebene VII des RAD

9.2.3. Blütenmischer

Die BM-Konfiguration zeigt erwartungsgemäß die geringsten Unterschiede im Vergleich zur REF-Konfiguration. Eine der Abweichungen ist bereits anhand der relativen Totaldruckverteilung am Laufradeintritt (Ebene I) zu erkennen (Abb. 9.20(a)). Entsprechend der Normalgeschwindigkeitsstruktur in der Zuströmung (Abb. 7.9) ergibt sich ähnlich wie bei der SEK-Konfiguration auf der linken und rechten Seite des Laufrades ein unterschiedliches relatives Totaldruckniveau. Verursacht wird dieses durch die leichte Wirbelstruktur in der Zuströmung, die dafür sorgt, dass die Schaufeln auf der rechten Seite mit einer Mitdrallkomponente und auf der linken Seite mit einer Gegendrallkomponente angeströmt werden. Der Unterschied ist jedoch nicht so stark ausgeprägt wie bei der SEK-Konfiguration. Auch zeigt sich nicht der deutliche Einfluss auf die Ablösezonen im Schaufelspitzenbereich. Doch auch hier ist, wie bei al-

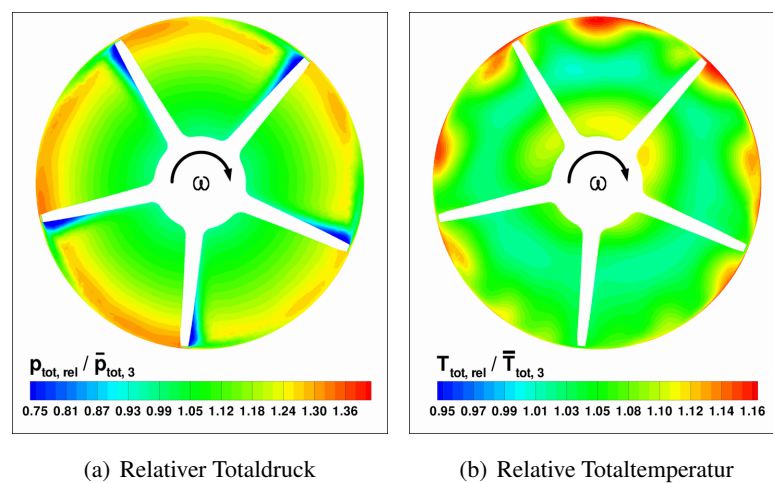


Abbildung 9.20.: Ebene I des BM

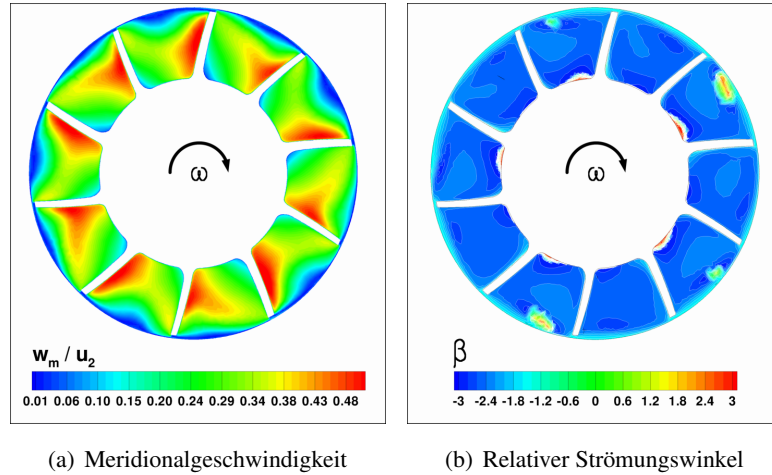


Abbildung 9.21.: Ebene V des BM

len bisher betrachteten Mischerkonfigurationen, aufgrund zusätzlicher Eintrittsverluste das relative Totaldruckniveau niedriger. Bezüglich der relativen Totaltemperatur zeigt sich bis auf Überhöhungen im Gehäusebereich eine sehr homogene Verteilung im Laufradeintritt (Abb. 9.20(b)).

Die Unterschiede, die sich im weiteren Verlauf zeigen, beruhen auch hier auf einem geänderten Spalteinfluss, der geringfügig kleinere Wake-Gebiete verursacht (Abb. 9.21). Von allen bisher untersuchten Konfigurationen ähnelt jedoch die generelle Strömungsstruktur der BM-Konfiguration am ehesten der der REF-Konfiguration. Das Abströmprofil in Ebene VII lässt keine Unterschiede mehr zur REF-Konfiguration erkennen (Abb. 9.22(a)). Nur bei der relativen Totaltemperaturverteilung sind noch leichte Inhomogenitäten zu sehen, die allerdings im Vergleich zum Laufradeintritt erheblich kleiner geworden sind (Abb. 9.22(c)). Doch trotz der im Vergleich zur REF-Konfiguration sehr ähnlichen Laufradströmung ergibt sich ein geringfügig niedrigeres relatives Totaldruckniveau am Austritt (Abb. 9.22(a)), das sich in seiner Verteilung aber nicht von dem der REF-Konfiguration unterscheidet. Auch hier sind diese Verluste hauptsächlich auf zusätzliche Eintrittsverluste zurückzuführen.

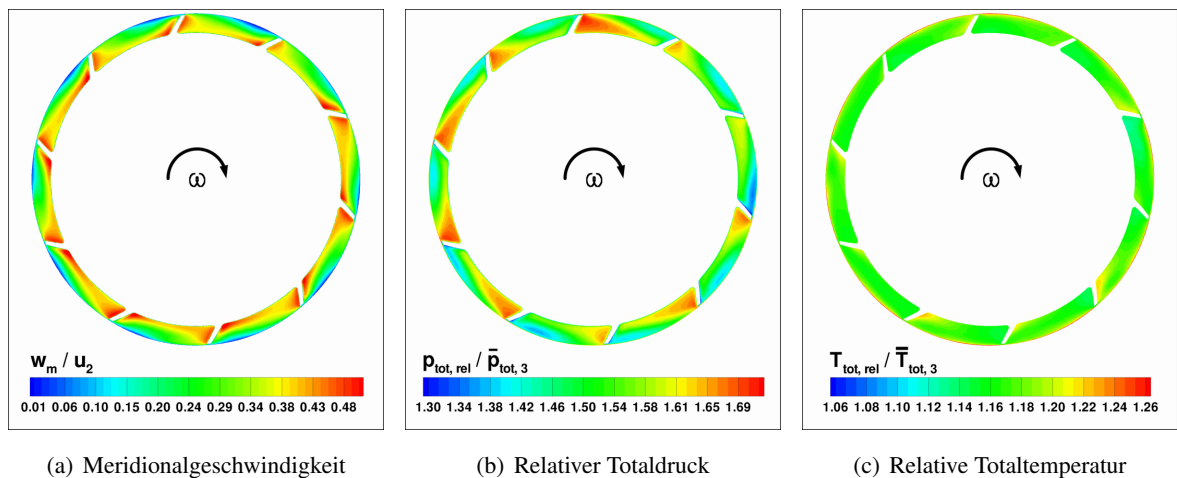


Abbildung 9.22.: Ebene VII des BM

9.3. Diskussion

Die Untersuchung der unterschiedlichen Mischerkonfigurationen zeigt wesentliche Merkmale der Laufradströmung bei inhomogener Anströmung. Allen Mischerkonfigurationen gemeinsam ist, dass sich das typische Abströmprofil eines rückwärts gekrümmten Radialverdichters qualitativ nur unwesentlich ändert. Es zeigen alle Konfigurationen die typische Anordnung energiearmen und -reichen Fluides. Bereits beim Eintritt in das Laufrad wird durch die Ausbildung der Gleichgewichtszustände ein Teil der Geschwindigkeitsinhomogenitäten abgebaut. Am deutlichsten bleiben Störungen in Umfangsrichtung erhalten. Diese ziehen sich teilweise bis zum Laufradaustritt. Besonders nachdrücklich zeigt sich dies bei Ungleichförmigkeiten der Temperatur in der Zuströmung. Diese lassen sich bei annähernd gleichbleibender Struktur durch das komplette Laufrad bis zum Austritt verfolgen. Diese Umfangsstörungen sorgen dafür, dass der Verdichter in den betreffenden Laufradkanälen in unterschiedlichen Betriebspunkten arbeitet. Dies ist vor allem im Hinblick auf eine mögliche Verschiebung der Pumpgrenze zu beachten, die so unter Umständen deutlich früher erreicht wird.

Auffälligster Unterschied im Vergleich zur REF-Konfiguration ist bei allen untersuchten Mischerkonfigurationen der geänderte Einfluss des Spaltstromes und der Schleppwirkung des Gehäuses. Hierdurch ergeben sich unterschiedliche Strömungsbilder innerhalb des Laufrades, die sich bis zum Austritt wieder weitestgehend abbauen. Wie groß der Anteil des Spaltstromes an den geänderten Bedingungen im Laufradkanal ist, ist schwer zu beziffern. Dazu müssen weiterführende Untersuchungen durchgeführt werden, die das Zusammenspiel der einzelnen Sekundärströmungseffekte genauer betrachten und Aussagen erlauben, wie sich der Anteil der jeweiligen Effekte ändert. In diesem Zusammenhang ist es von Interesse, die Schaufelbelastung und den Diffusionsvorgang im Schaufelkanal genauer zu betrachten. Die bisherigen Ergebnisse zeigen, dass sich die Sekundärströmungseffekte nicht grundsätzlich ändern. Inwieweit sich die geänderten Strömungsverhältnisse im Laufrad auf die Verlustmechanismen des Verdichters auswirken, ist schwer zu beantworten, da diese bis heute noch nicht vollständig verstanden sind. Weder kann beantwortet werden, ob die reine Anwesenheit eines Gebietes energiearmen Fluides nachteilig ist, noch ob die Lage die Verluste beeinflusst [19]. Ebenso ist unklar, welchen Einfluss der Spalt hat. Es konnte sogar gezeigt werden, dass sich der Spalt positiv auf das Gesamtströmungsbild und somit auf den Wirkungsgrad auswirken kann [39]. Grundsätzlich ist der Spaltbereich jedoch ein Gebiet hoher Entropieerzeugung und bedarf deshalb besonderer Beachtung. Von außerordentlichem Interesse ist es deshalb in weiterführenden Untersuchungen die Orte erhöhter Entropieerzeugung zu lokalisieren, um eine geänderte Verlustcharakteristik erkennen zu können. Um eine verlässliche Aussage machen zu können, muss der aufgrund der ungleichen Eintrittsbedingungen unterschiedliche Entropiegehalt der beiden Teilströme (Frischlufte-/ Abgasmassenstrom) beachtet werden. Eine mögliche Lösung ist eine Lagrangesche Betrachtungsweise des Strömungsfeldes, die es ermöglicht, die Entropieänderung eines jeden Fluidteilchens beim Durchströmen des Laufrades zu ermitteln und zu visualisieren. Basierend auf den Ergebnissen dieser Arbeit entsteht der Großteil der Verluste bereits am Laufradeintritt.

10. Zusammenfassung und Ausblick

In dieser Arbeit wird dargestellt, wie sich das Betriebsverhalten eines Abgasturboladerverdichters aufgrund verschiedener Mischergeometrien ändert, die sich in dessen Zuströmleitung befinden. Hintergrund ist die Niederdruckabgasrückführung zur Reduzierung der Stickoxidemissionen, bei der dem Frischluftmassenstrom ein aus dem Abgastrakt zurückgeführter Abgasmassenstrom beigemischt wird. Da die zur Verfügung stehende Mischstrecke für die beiden Teilströme aufgrund der sehr begrenzten Platzverhältnisse im Motorraum sehr kurz ausfallen muss, stellt sich ein inhomogenes Zuströmprofil für den Verdichter ein. Dies betrifft neben der Geschwindigkeits- auch die Totaltemperatur- und Totaldruckverteilung. Es wurden daher Mischergeometrien entwickelt, die auf möglichst kurzer Strecke zu einer möglichst homogenen Temperaturverteilung bei kleinstmöglichen Totaldruckverlusten führen. Drei dieser Mischer werden in der vorliegenden Arbeit vorgestellt. Bei der ersten Mischergeometrie wird das rückgeführte Abgas stumpf im rechten Winkel in das Frischluftrohr eingedüst (Senkrechter Mischer). Bei der zweiten Geometrie wird das Abgas über zehn am Umfang verteilte Bohrungen der Frischluft zugeführt (Radialmischer). Die dritte Geometrie ist ein Blütenmischer, wie er in Flugzeugtriebwerken eingesetzt wird. Ziel der Untersuchungen war es zu klären, wie sich diese Mischergeometrien bei unterschiedlichen Massenstromverhältnissen (AGR-Rate) auf das Betriebsverhalten der Verdichterstufe bzw. des Gesamtsystems (Mischer inklusive Verdichterstufe) auswirken. Anhand dieser Ergebnisse wurde die geänderte Verlustcharakteristik solcher Systeme beurteilt, um eine geeignete Mischergeometrie und deren entscheidende Auslegungsparameter zu eruieren. Untersucht wurde dies für ND-AGR typische Massenstromverhältnisse und Betriebspunkte des Verdichters. Die Untersuchungen wurden sowohl numerisch als auch experimentell durchgeführt. Zu diesem Zweck wurde ein Prüfstand ausgelegt, aufgebaut und in Betrieb genommen, der es ermöglicht, die Zuströmverhältnisse des Verdichters bei unterschiedlichen Mischergeometrien in Abhängigkeit des Massenstromverhältnisses zu untersuchen. Ebenso konnte das daraus resultierende Betriebsverhalten des Systems vermessen werden.

Im Rahmen der Auslegung der Mischergeometrien wurden erste numerische Untersuchungen durchgeführt. Mithilfe dieser Ergebnisse wurde geprüft, inwieweit die Auslegungskriterien (homogene Temperaturverteilung, niedrige Totaldruckverluste) von den einzelnen Mischergeometrien bei unterschiedlichen Massenstromverhältnissen erfüllt werden. Des Weiteren sollte der Einfluss der Mischergeometrien auf die Strömungsverhältnisse stromab der Vermischungsstelle untersucht werden. Alle diese Kriterien wurden anhand von entsprechenden Parametern bewertet und beurteilt. Diese Bewertung zeigt, dass sich die Strömungsverhältnisse der untersuchten Mischergeometrien wesentlich voneinander unterscheiden. Im Vergleich zu einer geraden, ungestörten Zuströmung ergeben sich beim Senkrechten Mischer bei hohen Massenstromverhältnissen die größten Störungen der Strömungsverhältnisse. Dieser Mischer zeigt aber auch die deutlichste Abhängigkeit der Strömungsverhältnisse vom Massenstromverhältnis. So kommt

es bei abnehmendem Massenstromverhältnis bzw. zunehmender Mischstrecke zu einer erheblichen Abnahme der Störungen der Strömungsverhältnisse. Bereits nach einer Mischstrecke, die dem zweifachen Durchmesser der Frischluftleitung entspricht, vergleichmäßig sich die Strömung erheblich. Die beiden anderen Mischergeometrien, allen voran der Blütenmischer, zeigen ein deutlich ungestörteres Zuströmprofil und nicht die ausgeprägte Abhängigkeit vom Massenstromverhältnis und der Länge der Mischstrecke. Nach einer Mischstrecke von $4-5D$ sind bei allen Mischern die Störungen wieder weitestgehend abgeklungen. Bezüglich der Mischungsgüte erweist sich der Blütenmischer als die beste Lösung. Die geringsten Totaldruckverluste werden hingegen vom Senkrechten Mischer verursacht.

In einem nächsten Schritt wurden die ursächlichen Strömungsphänomene untersucht, die zu den Störungen führen und die Strömungsverhältnisse maßgeblich beeinflussen. Dazu wurden die resultierenden Zuströmbedingungen des Verdichters für die drei Mischer bei unterschiedlichen Massenstromverhältnissen numerisch wie auch experimentell untersucht. Dabei zeigt sich, dass die Strömungsverhältnisse je nach Mischer zwar unterschiedlich, aber dennoch entscheidend von dem stromauf befindlichen Krümmer beeinflusst werden. Der Senkrechte Mischer ist diesbezüglich besonders empfindlich. Der Vergleich der numerischen Ergebnisse mit den experimentellen zeigt vor allem qualitativ gute Übereinstimmungen, so dass die Unterschiede der Mischer sehr gut wiedergegeben werden. Auch der Einfluss unterschiedlicher Massenstromverhältnisse wird gut vorhergesagt. Quantitativ ergeben sich je nach betrachteter Größe allerdings deutliche Abweichungen, die sich zum Teil auf die Turbulenzmodellierung zurückführen lassen.

Ebenso wurde das von der Numerik vorhergesagte Betriebsverhalten des Gesamtsystems (Mischer inklusive Verdichter), das sich aufgrund der gestörten Zuströmung ergibt, mit experimentellen Ergebnissen verglichen. Der Einfluss der verschiedenen Mischer und Massenstromverhältnisse wird dabei qualitativ gut wiedergegeben. Mit abnehmenden Massenstromverhältnissen neigt die Numerik allerdings dazu die Wirkungsgradverluste zu überschätzen. Als besonders kritisch bei der Beurteilung solcher Systeme anhand numerisch ermittelter Ergebnisse sind dabei die Totaldruckverluste über den Mischer anzusehen. Diese werden von der Numerik nicht ausreichend genau vorhergesagt. Wegen ihres erheblichen Einflusses auf das Betriebsverhalten müssen deshalb die Totaldruckverluste experimentell verifiziert werden.

Bei der nachfolgenden Analyse des Betriebsverhaltens und der ursächlichen Verluste stellen sich die Totaldruckverluste über den Mischer als eine der entscheidenden Verlustquellen heraus. Selbst gleichmäßigere Zuströmverhältnisse können die aus der Vermischung resultierenden Totaldruckverluste nicht vollständig kompensieren. Da eine homogene Vermischung der beiden Teilströme, die zu einer gleichmäßigen Anströmung des Laufrades führt, allerdings immer mit überhöhten Totaldruckverlusten im Ansaugtrakt des Verdichters einhergeht, ist es zweckmäßiger von dieser abzusehen. Zielführender ist es den Sekundärmassenstrom so beizumischen, dass der Hauptmassenstrom möglichst unbeeinflusst bleibt, um damit die Störung der Laufradanströmung und gleichzeitig die Totaldruckverluste gering zu halten. Eine stumpfe, senkrechte Eindüsung des Abgases (Senkrechter Mischer) scheint daher für die praktische Anwendung eine geeignete Lösung zu sein. Diese gewährleistet eine geringe Systemkomplexität bei vertretbarem Betriebsverhalten. Dabei sollte durch konstruktive Maßnahmen das resultierende Impulsverhältnis so klein wie möglich gehalten werden. Bezüglich der gestörten Laufradanströmung stellt sich eine über den Umfang zunehmende Ungleichverteilung des Inzidenzwinkels als entscheidend für die resultierenden Verluste im Verdichter heraus. Ziel bei der Auslegung einer Mischergeometrie muss es deshalb

sein, Umfangsstörungen der Verdichteranströmung zu vermeiden. Da diese Ungleichverteilung mitunter durch eine Stromaufwirkung der Spirale beeinflusst wird, ist es bei der Auslegung und Abstimmung von Niederdruckabgasrückführsystemen sehr entscheidend die Wechselwirkung der einzelnen Teilsysteme zu beachten. Ebenso zeigt sich, dass bezüglich der resultierenden Verluste der Betriebsbereich (Teil- bzw. Überlast), in dem der Verdichter später während der Niederdruckabgasrückführung betrieben wird, entscheidend für die Auswahl der Mischergeometrie ist.

Des Weiteren wurden instationäre numerische Simulationen durchgeführt. Ziel war es, zu untersuchen, wie sich die Strömungsverhältnisse innerhalb des Laufrades infolge der gestörten Zuströmverhältnisse ändern. Dabei zeigt sich, dass ein Großteil der Geschwindigkeitsinhomogenitäten durch das Ausbilden der Gleichgewichtszustände im Laufrad bereits beim Eintritt in das Laufrad abgebaut wird. Als besonders kritisch stellen sich hierbei Störungen über den Umfang heraus, die bis zum Laufradaustritt erhalten bleiben. Besonders ausgeprägt zeigt sich dies bei Ungleichförmigkeiten der Temperaturverteilung. Als Folge der Umfangsstörungen kann ein geänderter Spiraleinfluss auf die Laufradabströmung festgestellt werden. Innerhalb des Laufrades kann für alle Mischerkonfigurationen ein geänderter Spalteinfluss ausgemacht werden, der im Vergleich zu einer geraden, ungestörten Zuströmung zu einer abweichenden Ausbildung der Sekundärströmung führt. Diese Abweichungen werden allerdings bis zum Laufradaustritt wieder abgebaut, so dass das Abströmprofil wieder dem eines typischen rückwärts gekrümmten Laufrades entspricht. Die Betrachtung der instationären Ergebnisse lässt darauf schließen, dass aufgrund des geänderten Inzidenzverhaltens und der schnellen Ausbildung der Gleichgewichtszustände, die zu einer Minderung der Geschwindigkeitsinhomogenitäten führt, der Großteil der zusätzlichen Verluste beim Eintritt in das Laufrad entsteht.

In weiterführenden Arbeiten bietet sich an, die Auswirkung der gestörten Zuströmung auf die Pumpgrenze zu untersuchen. Ebenso sollte die gegenseitige Interaktion der einzelnen Teilsysteme (Zuleitung, Mischer, Verdichterstufe) noch umfassender analysiert werden, um eine bessere Abstimmung zu erreichen. Wie sich gezeigt hat, ist vor allem die Wechselwirkung zwischen der gestörten Verdichtierzuströmung und der Spirale von besonderem Interesse.

Literaturverzeichnis

- [1] ARIGA, I., KASAI, N., MASUDA, S., WATANABE, Y., WATANABE, I.: *Effect of inlet distortion on performance characteristics of a centrifugal compressor*, ASME Paper, 82-GT-92, 1992
- [2] ARIMA, T., SONODA, T., SHIOTORI, M., YAMAGUCHI, Y.: *Computation of Subsonic and Transonic Compressor Rotor Flow Taking Account of Reynolds Stress Anisotropy*, ASME 98-GT-423, 1998
- [3] AWAAD, M.: *Untersuchungen an Abgasturboladern*, Dissertation TU Darmstadt, 1982
- [4] BAINES, N., WYGANT, K.D., DRIS, A.: *The Analysis of Heat Transfer in Automotive Turbochargers*, ASME-paper GT2009-59353, 2009
- [5] BECKER, E.: *Technische Strömungslehre - Eine Einführung in die Grundlagen und technischen Anwendungen der Strömungsmechanik*, Teubner, 6.Auflage, 1986
- [6] BENVENUTI, E., BONCIANI, L., CORRADINI, U.: *Inlet Flow Distortion on Industrial Centrifugal Compressor Stages Experimental Investigations and Evaluation of Effects on Performance*, AGARD Conference Preprint, No. 282, Reference 4, 1980
- [7] BEYER, C.: *Auslegung, numerische Simulation und Bewertung verschiedener Mischer in der Zuströmung eines Abgasturboladers*, Studienarbeit TU Darmstadt, 2007
- [8] BERNHARD, F.: *Technische Temperaturmesstechnik*, Springer, 2004, (ISBN 3-540-62672-7)
- [9] BOHN, D., HEUER, T., KUSTERER, K.: *Conjugate Flow and Heat Transfer Investigation of a Turbo Charger: Part I: Numerical Results*, ASME-paper GT2003-38445, 2003
- [10] BOUSSINESQ, J.: *Theorie de l'écoulement tourbillant*, Memoires presentés par diverse savants à l'academie des sciences de l'institut de France, Vol 23, No. 46, Paris, 1877
- [11] BRÄUNLING, J.G.: *Flugzeugtriebwerke Grundlagen, Aero-Thermodynamik, Kreisprozesse, Thermische Turbomaschinen, Komponenten und Emissionen*, Springer, 2.Auflage, 2004, ISBN(3-540-40589-5)
- [12] BREITBACH, CHRISTIAN: *Numerische Berechnung transitionaler Grenzschicht-Strömungen in axialen Turbinengittern*, Dissertation TU Darmstadt, 2002

-
- [13] BRUNE, K.-H.: *Analyse der Mehrkomponenten- bzw. Mehrphasenströmung in einem Turboverdichter mithilfe numerischer Strömungsberechnungen (CFD)*, Master-Thesis TU Darmstadt, 2005
- [14] CASEY, M.V., DALBERT, P., ROTH, P.: *The Use of 3D Viscous Flow Calculations in the Design and Analysis of Industrial Centrifugal Compressors*, ASME Journal of Turbomachinery, Vol. 114, pp. 27-37, January 1992
- [15] CASEY, M.V., FESICH, T.M.: *On the Efficiency of Compressors with Diabatic Flows*, ASME-paper GT2009-59015, 2009
- [16] CHIU, S., ROTH, K., MARGASON, J., TSO, J.: *A Numerical Investigation of a Subsonic Jet in a Crossflow*, Presented at an AGARD Meeting on Computational and Experimental Assessment of Jets in Cross Flow, 1993
- [17] COOPER, N.J., MERATI, P., HU, H.: *Numerical Simulation of the Vortical Structures in a Lobed Jet Mixing Flow*, AIAA Paper 2005-0635, pp. 1-13, 2005
- [18] CUMPTSY, N.A.: *Compressor Aerodynamics*, Krieger Publishing Company, 5.Auflage, 2004
- [19] CUMPTSY N. A., HORLOCK J. H.: *Averaging Nonuniform Flow for a Purpose*, ASME Journal of Turbomachinery, Vol. 128, pp. 120-129, January 2005
- [20] DEAN, R.C. JR.: *The Fluid Dynamics Design of Advanced Centrifugal Compressor*, Lecture Notes, Fluid Dynamics Institute, Hanover, New Hampshire
- [21] DEAN, R.C. JR., SEENO, Y.: *Rotating Wakes in Vaneless Diffusers*, Journal of Basic Engineering, D 86, pp. 563-574, 1960
- [22] DEINERT, B.: *Mischungsverstärker in konstant gekreuzten Scherschichten und im Abgasblendenmischer*, Dissertation TU Berlin, 2005
- [23] DENTON, J.D.: *Loss Mechanisms in Turbomachines*, ASME Journal of Turbomachinery, Vol. 115, pp. 621-656, October 1993
- [24] DÖRR, T.: *Ein Beitrag zur Reduzierung des Stickoxydausstoßes von Gasturbinenbrennkammern - Die Optimierung des Mischungsprozesses der Fett-Mager-Stufenverbrennung*, Dissertation TU Darmstadt, 1995
- [25] ECK, B.: *Technische Strömungslehre*, Springer, 6.Auflage, 1961
- [26] ECKERLE, W.A.: *Experimental Measurement of the Vortex Development Downstream of a Lobed Forced Mixer*, ASME-Paper 90-GT-27, 1990
- [27] ECKHARDT, D.: *Detailed Flow Investigations within a High-Speed Centrifugal Compressor Impel-*

- ler Trans. ASME, Journal of Fluids Engineering, 98, S.390-402, 1976
- [28] ECKHARDT, D.: *Flow Field Analysis of Radial and Backswept Centrifugal Compressor Impellers Part I: Flow Measurements Using a Laser Velocimeter*, 25th ASME Gas Turbine Conference and 22nd Annual Fluids Engineering Conference, New Orleans, Symposium „Performance Prediction of Centrifugal Pumps and Compressors“, pp. 77-86, 1980
- [29] ENGEDA, A., KIM, Y., AUNGIER, R., DIRENZI, G.: *The Inlet Flow Structure of a Centrifugal Compressor Stage and Its Influence on the Compressor Performance* Journal of Fluids Engineering, Vol. 125, pp. 779-785, 2003
- [30] FAHRMEIR, L., KÜNSTLER, R., PIGEOT, I., TUTZ, G.: *Statistik, Der Weg zur Daten Analyse*, Springer, 6.Auflage, 2007 (ISBN-3-540-21232-9)
- [31] FISCHER, K., THOMA, D.: *Investigation of the Flow Conditions in a Centrifugal Pump*, Trans. ASME, 54, p. 121, 1932
- [32] FLATHER, M., BACHE, G.E., RAINSBERGER, R.: *An Experimental and Computational Investigation of Flow in a Radial Inlet of an Industrial Pipeline Centrifugal Compressor*, ASME Paper No. 94-GT-134, 1994
- [33] *Fluent 6.3 User's Guide*, Fluent Inc., Centerra Resource Park, 10 Cavendish Court, Lebanon, NH 03766, September 2006
- [34] GEIS, T.: *Strömung und reibungsinduzierte Leistungs- und Wirkungsgradverluste in komplexen Rotor-Stator Zwischenräumen*, Dissertation Universität Karlsruhe, 2002
- [35] GU, F., ENGEDA, A., CAVE, M., DI LIBERTI, J.-L.: *A Numerical Investigation on the Volute/Diffuser Interaction Due to the Axial Distortion at the Impeller Exit*, Trans. ASME, Journal of Fluids Engineering, Vol.123, pp. 475-486, 2001
- [36] GUGAU, M.: *Ein Beitrag zur Validierung der numerischen Berechnung von Kreiselpumpen*, Dissertation TU Darmstadt, 2004
- [37] GUGAU, M., MATYSCHOK, B., STOFFEL, B.: *Experimental and 3-D Numerical Analysis of the Flow Field in a Turbocharger Compressor*, 4. European Conference on Turbomachinery, ATI-CST-023/01, 2001
- [38] HAH, C., KRAIN, H.: *Secondary Flows and Vortex Motion in a High-Efficiency Backwept Impeller at Design and Off-Design Conditions*, Trans. ASME, Journal of Turbomachinery, Vol.112, pp. 7-13, 1990
- [39] HARADA, H.: *Performance Characteristics of Shrouded and Unshrouded Impellers of a Centrifugal Compressor*, Trans. ASME Journal of Engineering for Gas Turbines and Power 108:32-7,

1985

- [40] HATCH, M.S., SOWA, W.A., SAMUELSEN, G.S.: *Jet Mixing Into a Heated Cross Flow in a Cylindrical Duct: Influence of Geometry and Flow Variations*, NASA Technical Memorandum 105390, AIAA-92-0773, 1992
- [41] HATHAWAY, M.D., CHRISS, R.M., WOOD, J.R., STRAZISAR, A.: *Experimental and Computational Investigation of the NASA Low-Speed Centrifugal Compressor Flow Field*, NASA-TM-4491, 1993
- [42] HIRSCH, CH., KANG, S., POINTEL, G.: *A Numerically Supported Investigation of the 3D Flow in Centrifugal Impellers, Part I: The Validation Base*, ASME 96-GT-151, 1996
- [43] HIRSCH, CH., KANG, S., POINTEL, G.: *A Numerically Supported Investigation of the 3D Flow in Centrifugal Impellers, Part II: Secondary Flow Structure*, ASME 96-GT-152, 1996
- [44] HOFFMAN, J.: *Taschenbuch der Messtechnik*, Fachbuchverlag Leipzig, 2. Auflage, 2000
- [45] HOLDEMAN, J.D.: *Correlation for Temperature Profiles in the Plane of Symmetry Downstream of a Jet Injected Normal to a Crossflow*, NASA TN-6966, 1972
- [46] HOLDEMAN, J.D., LISCINSKY, D.S., OECHSLE, V.L., SAMUELSEN, G.S., SMITH, C.E.: *Mixing of Multiple Jets With a Confined Subsonic Crossflow: Part I - Cylindrical Duct*, Journal of Engineering for Gas Turbines and Power, Vol. 119, pp.852-862, 1997
- [47] HOLDEMAN, J.D., SRINIVASAN, R., BERENFELD, A.: *Experiments in Dilution Jet Mixing*, NASA TM-83434, 1984
- [48] HOLDEMAN, J.D., SRINIVASAN, R., COLEMAN, E.B., MEYERS, G.D., WHITE, C.D.: *Effects of Multiple Rows and Non-Circular Orifices on Dilution Jet Mixing*, NASA TM-86996, 1987
- [49] JÄGER, R.: *Experimentelle Untersuchungen zum Einfluss von Zulaufstörungen auf das Betriebsverhalten von Kreiselpumpen einfacher Geometrie*, Dissertation TU Darmstadt, 1998
- [50] JANICKA, J.: *Turbulenz*, Technische Universität Darmstadt, Skriptum zur Vorlesung, 2003
- [51] JASTROW, B.: *Experimentelle Untersuchung der Zu- und Abströmung eines Abgasturboladerverdichters im Niederdruckabgasrückfuhrbetrieb*, Studienarbeit TU Darmstadt, 2008
- [52] JOHNSON, M.W., MOORE, J.: *The Influence of Flow Rate on the Wake in a Centrifugal Impeller*, Trans. ASME, Journal of Engineering for Power, Vol. 105, pp. 33-39, 1986
- [53] KAJISHIMA, T., MIYAKE, Y., INABA, T.: *Numerical simulation of laminar flow in curved ducts of rectangular cross section*, JSME Series II, pp. 516-552, 1989

-
- [54] KAMOTANI, Y., GREBER, I. : *Experiments on a Turbulent Jet in a Cross Flow*, NASA CR-72893, 1971
- [55] KIM, Y., ENGEDA, A., AUNGIER, R., DIRENZI, G.: *The influence of inlet flow distortion on the performance of a centrifugal compressor and the development of an improved inlet using numerical simulations*, IMechE, Vol. 215, pp. 323-338, 2001
- [56] KIM, Y., KOCH, J.: *Design and Numerical Investigation of Advanced Radial Inlet for a Centrifugal Compressor Stage*, IMECE2004-60538, 2004
- [57] KINDL, H., SCHORN, N., SCHULTE, H., SERRANO, J.R., MARGOT, X., TISEIRA, A.: *Der Einfluss geometrisch bedingter Verdichteranströmungen auf das effektive Verdichterkennfeld*, 10. Aufladetechnische Konferenz 2005, Dresden
- [58] KISTNER, B.: *Modellierung und numerische Simulation der Nachlaufstruktur von Turbomaschinen am Beispiel einer Axialturbinenstufe*, Dissertation TU Darmstadt, 2000
- [59] KONRAD, W., LÖTZERICH, M.: *Numerical and Experimental Parameter Studies of Lobed Mixers*, Zeitschrift Basistechnologien für neue Herausforderungen in der Luft und Raumfahrt, DGL, 1994
- [60] KRAIN, H.: *Swirling Impeller Flow*, Trans. ASME, Journal of Turbomachinery, Vol. 110, pp. 122-128, 1988
- [61] KRIEGEL, M.: *Experimentelle Untersuchung und numerische Simulation eines Quellluftsystems*, Tenea, ISBN 3-86504-152-3
- [62] KROLL, J.T., SOWA, W.A., SAMUELSEN, G.S.: *Optimization of Circular Orifice Jets Mixing Into a Heated Cross Flow in a Cylindrical Duct*, NASA Technical Memorandum 105984, AIAA-93-0249, 1991
- [63] LAKSHMINARAYANA, B.: *An Assessment of Computational Fluid Dynamics Techniques in the Analysis and Design of Turbomachinery*, ASME Journal of Fluids Engineering, Vol. 113, pp. 315-325, 1991
- [64] LAUNDER, B.E., SPALDING, D.B.: *Lectures in Mathematical Models of Turbulence*, Academic Press, London, 1972
- [65] LONGLEY J.P., GREITZER E.M.: *Inlet distortion Effects in Aircraft Propulsion System Integration*, Lecture Series MIT 1992
- [66] LÜDDECKE, B.: *Auslegung, numerische Simulation und Bewertung verschiedener Mischer in der Zuströmung eines Abgasturboladers*, Studienarbeit TU Darmstadt, 2006
- [67] LÜDDECKE, B.: *Numerische Untersuchung des Betriebsverhaltens eines Abgasturboladerverdicht-*

- ters im Niederdruckabgasrückfuhrbetrieb, Diplomarbeit TU Darmstadt, 2007
- [68] MANNING, T.A.: *Experimental Studies of mixing flows with streamwise Vorticity*, S.M. Thesis MIT, Cambridge MA 1991
- [69] MARGASON, R.J.: *Fifty Years of Jet in Cross Flow Research*, AGARD-CP-534, pp. 1-41, 1993
- [70] MCCORMICK, D.C, BENNET, J.C.: *Vortical and Turbulent Structure of a Lobed Mixer Free Shear Layer*, AIAA Paper 93-0219, January 1993
- [71] MÜLLER, V., CHRISTMANN, R., MÜNZ, S., GHEORGIU, V.: *System Structure and Controller Concept for an Advanced Turbocharger/EGR System for a Turbocharged Passenger Car Diesel Engine*, SAE 2005-01-3888
- [72] MÜNZ, S., RÖMUSS, C., SCHMIDT, P., BRUNE, K.-H., SCHIFFER, H.-P.: *Turbolader für Emissionskonzepte mit niederdruckseitiger Abgasrückführung - Grundlagenuntersuchungen und Maßnahmen zur Ertüchtigung des Laders*, 12. Aufladetechnische Konferenz 2007, Dresden
- [73] MÜNZ, S., RÖMUSS, C., SCHMIDT, P., BRUNE, K.-H., SCHIFFER, H.-P.: *Emissionsarme Dieselmotoren mit Niederdruckabgasrückführung - Herausforderungen an die Schlüsselkomponente Turbolader*, Motortechnische Zeitschrift, Vol. 69, pp. 124-131, 02|2008
- [74] NIPPERT, H.: *Über den Strömungsverlust in gekrümmten Kanälen*, Forschungsarbeiten, Heft 320, VDI-Verlag, 1929
- [75] NIRMOLO, A., WOCHE, H., SPECHT, E.: *Mixing of Combustible Gases in a Cylindrical Chamber with Radial Injection of Air*, The 12th International Conference on Fluid Flow Technologies, 2006
- [76] OECHSLE, V.L., MONIGA, H.C., HOLDEMAN, J.D.: *A Paramtric Numerical Study of Mixing in a Cylindrical Duct*, NASA Technical Memorandum 105695, AIAA-92-3088, 1992
- [77] O'SULLIVAN, M.N., KRASNODEBSKI, J.K., WAITZ, I.A., GREITZER, E.M., TAN, C.S.: *Computational Study of Viscous Effects on Lobed Mixer Flow Features and Performance*, Journal of Propulsion and Power, June 1996
- [78] PATERSON, R.W.: *Turbofan Mixer Nozzle Flow Field - A Benchmark Experimental Study*, Journal of Engineering for Gas Turbines and Power, Vol. 106, pp. 692-698, July 1984
- [79] PERRY, A.E., KELSO, R.M., LIM, T.T. : *Topological Structure of a Jet in a Cross Flow*, Presented at an AGARD-Meeting on Computational and Experimental Assessment of Jets in Cross Flow, April 1993
- [80] PIANKO M., WAZELT F.: *Suitable Averaging Techniques in Non-Uniform Internal Flows*, AGARD-AR-182, 1982

- [81] POVINELLI, L.A., ANDERSON, B. H.: *Investigation of Mixing in a Turbofan Exhaust Duct, Part II: Computer Code Application and Verification*, AIAA Journal 22(4), pp. 518-525, 1984
- [82] REID, C.: *The Response of Axial Flow Compressor to Intake Flow Distortion*, ASME Paper 69-GT-29, 1969
- [83] ROTH, M.: *Experimentelle und numerische Untersuchung zum Einfluss von Einbaubedingungen auf das Betriebs- und Kavitationsverhalten von Kreiselpumpen*, Dissertation TU Darmstadt, 2006
- [84] RUBNER K., BOHN D.: *Verfahren für die Auswertung der Meßergebnisse von Strömungssonden durch mehrdimensionale Approximation der Eichkurven und Eichflächen*, Z. Flugwiss. 20, Heft 1/2, 1972
- [85] SCHÄFER, M.: *Numerik im Maschinenbau*, Springer, 1.Auflage, 1999 (ISBN-3-540-65391-0)
- [86] SCHNEIDER, D.: *Experimentelle Untersuchung des Betriebsverhaltens eines Abgasturboladerverdichters im Niederdruckabgasrückführbetrieb*, Studienarbeit TU Darmstadt, 2007
- [87] SIGLOCH, H.: *Technische Fluidmechanik*, Springer, 5.Auflage, 2005 (ISBN-3-540-22008-9)
- [88] SKEBE, S.A., PATERSON, R.W., BARBER, T.: *Experimental Investigation of Three-Dimensional Forced Mixer Lobe Flow Fields*, AIAA Paper AIAA-88-3785
- [89] SKOCH, G.J., PRAHST, P.S., WERNET, M.P., WOOD, J.R., STRAZISAR, A.J.: *Laser Anemometer Measurements of the Flow Field in a 4:1 Pressure Ratio Centrifugal Impeller*, NASA ARL-TR-1448, 1997
- [90] TALIB, Z.F., MARK, W.J.: *The Effect of Backswept Blading on the Flow in a Centrifugal Compressor Impeller*, ASME 90-GT-231, 1990
- [91] TAMM, A.: *Beitrag zur Bestimmung der Wirkungsgrade einer Kreiselpumpe durch theoretische, numerische und experimentelle Untersuchungen*, Dissertation TU Darmstadt, 2002
- [92] TAO, Y., ADLER, W., SPECHT, E.: *Numerical analysis of multiple jets discharging into a confined cylindrical crossflow*, Journal Process Mechanical Engineering, Vol. 216 Part E, pp. 173-180, 2002
- [93] TIETZE, T., LAUTRICH, G., SOMMER, A., JECKEL, D., FERRARI, S., CANCALON, P.J.: *Frischer Wind für den PKW-Dieselmotor in Nordamerika: Niederdruck-Abgasrückführung als ein Baustein zur Bewältigung der Abgasemissionsvorschriften*, 11. Aufladetechnische Konferenz 2006, Dresden
- [94] TREBINJAC, I., CLAUDIN, I.: *Laser Two-Focus Flow Field Investigation within a High-Pressure Centrifugal Compressor*, AGARD-CP-598, October 1997
- [95] TRUCKENBRODT, E.: *Fluidmechanik Band I Grundlagen und elementare Strömungsvorgänge*

- dichtebeständiger Fluide*, Springer, 4.Auflage, 1996 (ISBN-3-540-58512-2)
- [96] TÜBER, K., AMBROS, W.: *Thermodynamischer Vergleich zwischen einer Hochdruck und einer Niederdruck-Abgasrückführung*, 5.Tagung Wärmemanagement im Haus der Technik, Berlin, Germany, 2006
- [97] VERSTRAETE, T., ALSALIHI, Z., VAN DEN BRAEMBUSSCHE, R.A. *Numerical Study of the Heat Transfer in Micro Gas Turbines*, ASME Journal of Turbomachinery, Vol. 129, pp. 835-841, October 2007
- [98] VRANOS, A., LISCINSKY, D.S., TRUE, B.: *Experimental Study of Cross-Stream Mixing in a Cylindrical Duct*, NASA Technical Memorandum 105180, AIAA-91-2459, 1991
- [99] WEBER, O., JÖRGEL, V., SHUTTY, J., WENZEL, W.: *Taming the Complexity of Future Air Breathing Systems by Smart Engineering*, 7. Internationales Stuttgarter Symposium, 2007
- [100] WEBER, O., JÖRGEL, V., SHUTTY, J., KELLER, P.: *Der schadstoffarme Dieselmotor und seine zukünftige Anforderungen an moderne Beatmungssysteme*, 14. Aachener Kolloquium Fahrzeug- und Motorentechnik, 2005
- [101] WEISS, C.: *Numerische Simulation der reibungsbehafteten Strömung in Laufrädern von Radialverdichtern*, Dissertation RWTH Aachen, Shaker Verlag, 2002
- [102] WILLIAMS, D.D.: *Review of Current Knowledge of Engine Response to Distorted Inflow Conditions*, AGARD CP-400, 1987
- [103] YAMMINE, A., VIDAL, F., CHEESE, P., CHALET, D., MOHTAR, H.: *Aerodynamic Investigation in Small Turbocharger Centrifugal Compressor, Using Laser Doppler Anemometry and Particle Image Velocimetry*, Thiesel Conference on Thermo-and Fluid Dynamic Processes in Diesel Engines, Valencia, Espagne, 9-12 September 2008
- [104] YIN, J., DESCHATRETTES, N., HAN, O., RENAUD, P.: *Compact Long-Route Exhaust Gas Recirculation Mixer Design and Optimization*, 8th International Conference on Turbocharger and Turbocharging, 2006
- [105] ZIEGLER, K.U.: *Experimentelle Untersuchung der Laufrad-Diffusor-Interaktion in einem Radialverdichter variabler Geometrie*, Dissertation RWTH Aachen, 2002

Anhang

A. Korrektur der überhöhten Totaldruckverluste in der Numerik

Zuerst wird die Enthalpieerhöhung $\Delta h_{tot,V}$ berechnet, die sich durch den polytropen Verdichtungsprozeß ergibt.

$$\Delta h_{tot,V} = c_p (T_{tot,5} - T_{tot,3})$$

Des Weiteren wird der Polytropenexponent n dieses Verdichtungsprozesses bestimmt.

$$n = \frac{\ln \frac{p_{tot,5}}{p_{tot,3}}}{\ln \frac{p_{tot,5}}{p_{tot,3}} - \ln \frac{T_{tot,5}}{T_{tot,3}}}$$

Mit dem aus der Messung bekannten statischen Druck $p_{stat,3,mess}$ in der Zuströmung des Verdichters kann daraus die dortige Dichte $\rho_{3,korr}$ und Geschwindigkeit $c_{3,korr}$ berechnet werden.

$$\rho_{3,korr} = \frac{p_{stat,3,mess}}{R \cdot T_{stat,3}} \quad \text{und} \quad c_{3,korr} = \frac{\dot{m}}{\rho_{3,korr} \cdot A_3}$$

Daraus kann mit Gl. 2.25 der korrigierte Totaldruck $p_{tot,3,korr}$ am Verdichtereintritt berechnet werden.

$$p_{tot,3,korr} = \bar{p}_{tot,w,1-2} - \frac{1}{2} \cdot \rho_{3,korr} \cdot c_{3,korr}^2 \cdot \zeta_M$$

Damit kann, bei angenommener gleicher Enthalpieerhöhung über den Verdichter, der korrigierte Austrittsdruck des Verdichters berechnet werden. Dazu wird folgende Gleichung

$$\Delta h_{tot,V} = c_p \cdot T_{tot,3} \left(\left(\frac{p_{tot,5,korr}}{p_{tot,3,korr}} \right)^{n-1/n} - 1 \right)$$

nach $p_{tot,5,korr}$ aufgelöst.

$$p_{tot,5,korr} = p_{tot,3,korr} \cdot \left(\frac{\Delta h_{tot,V}}{c_p \cdot T_{tot,3}} + 1 \right)^{n/n-1}$$

Mit diesem korrigierten Verdichteraustrittsdruck $p_{tot,5,korr}$ können das korrigierte Totaldruckverhältnis Π_{korr} und der korrigierte Wirkungsgrad η_{korr} des Gesamtsystems berechnet werden.

$$\Pi_{korr} = \frac{p_{tot,5,korr}}{\bar{p}_{tot,w,1-2}} \quad \text{und} \quad \eta_{korr} = \frac{\Pi_{korr}^{\kappa-1/\kappa} - 1}{\frac{T_{tot,5}}{T_{tot,m,1-2}}}$$

Somit können die zu hohen Totaldruckverlust über den Mischer, die sich durch die vom Experiment abweichenden Randbedingungen ergeben, bei der Bestimmung des Totaldruckverhältnisses und des Wirkungsgrades berücksichtigt werden.